

SÉRIE A, N° 3186

N° D'ORDRE :

4058

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NILS PERRIN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA SPECTROSCOPIE
NUCLÉAIRE PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES.
APPLICATION A LA DÉSINTÉGRATION DES Rh 101
ET 102, A L'ÉVALUATION DES RAPPORTS CAPTURE K
SUR CAPTURE L ET A LA DÉTERMINATION DES
COEFFICIENTS DE CONVERSION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 3 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. JOLIOT..... *Président.*

LUCAS..... }
TEILLAC..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 3186

N° D'ORDRE :

4058

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

NILS PERRIN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA SPECTROSCOPIE
NUCLÉAIRE PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES.
APPLICATION A LA DÉSINTÉGRATION DES Rh 101
ET 102, A L'ÉVALUATION DES RAPPORTS CAPTURE K
SUR CAPTURE L ET A LA DÉTERMINATION DES
COEFFICIENTS DE CONVERSION.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 3 juin 1958 devant la Commission d'examen.

MM. JOLIOT..... *Président.*

LUCAS..... }
TEILLAC..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GALLIEN	T	Embryologie.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale	ECHUBORN	T	Biologie végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
JAUGIER	T	Physiologie générale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
HARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T	Chimie organique.
J. BURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
WYART	T	Minéralogie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
TEISSIER	T	Zoologie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	DESTOUCHES		Théories physiques.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.)
PIVETEAU	T	Paléontologie.	HOCART	T	Minéralogie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
LAFFITE	T	Chimie générale.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.)
FAVARD	T	Mécanique générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	GUINIER	T	Physique génér. (P.C.B.)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	JOST	T	Physiologie comparée.
P. DRACH	T	Zoologie.	FORRET	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
EPBRUSSI	T	Génétique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	MALAVARD	T	Aviation.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	NORMANT	T	Chimie organ. (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
M. MORAND	T	Enseignement de Phys.	GELOS	T	Chimie (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOULAIAC	T	Psychophysiologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ULMICH	T	Physiologie végétale.
DANJON	T	Astronomie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	CHADEFAUD		Botanique.
PELIT	T	Biologie maritime.	DESTHAU	T	Physique (M.P.C.).
			M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales

PROFESSEURS (suite).

LELONG	T	Mathématiques générales.	IEDERER	T	Chimie biologique.
DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).	COTTE	T	Physique (M.P.C.).
GLANCEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	J.-E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).
GODEMENT	T	Mathémat. (S.P.C.N.).	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
PISOT	T	Calcul des probabilités.	MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).
E. ROCH	T	Géologie.	OLMER	T	Énergétique générale.
SCHATZMANN		Astrophysique.	ROUAULT	T	Physique (Enseignem.).
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	BARCHIEWITZ		Chimie physique.
JOLIJOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	BROSSEL		Physique atomique.
LENNUIER		Physique (P.C.B.).	BUSER		Biologie animale (P.C.B.)
RIZET		Génétique.	CAMUS		Biologie végétale (P.C.B.)
M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.	GASTAING		Physique générale.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	CURIEN		Minéralogie et cristallog.
SOUCRAY		Chimie générale (P.C.B.).	MOYSE		Physiologie végétale.
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).	NOIROT		Évolution des êtres organisés.
BRUSSET		Chimie minérale.	PANNETIER		Chimie (P.C.B.).
M. LÉVY		Physique théorique.	POSSOMPÈS		Biologie animale (P.C.B.).
LENORMANT		Physiologie.	PULLMAN		Chimie théorique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	TONNELAT		Biologie phys.-chimique.
PIAUX		Chimie (P.C.B.).	VILLE		Économétrie.
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides.	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
			BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).

Secrétaire Général Ch. MONIER.

Que mes camarades MM. Dick, Foucher et Vartapetian trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour m'avoir, au cours de ce travail collectif, aidé à apprendre l'électronique et à comprendre son importance comme instrument de recherche en physique nucléaire.

Ma thèse réalisée au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium a été entièrement dirigée par Mme Joliot-Curie qui a bien voulu constamment s'y intéresser ; et si elle n'a pu être terminée de son vivant, c'est pourtant sa direction et l'esprit scientifique qu'elle avait su faire régner au « Radium » qui en ont été le fil directeur.

Que M. Joliot et M. Teillac trouvent ici l'expression de ma gratitude pour avoir dirigé ce travail jusqu'à son terme.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA SPECTROSCOPIE NUCLÉAIRE PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES ⁽¹⁾

Application à la désintégration des Rh 101 et 102,
à l'évaluation des rapports capture K sur capture L
et à la détermination
des coefficients de conversion

Par NILS NOEL PERRIN

La connaissance intime des noyaux doit peut-être plus à l'étude des schémas de désintégration qu'à aucune autre branche de la physique nucléaire. La mesure des paramètres qui caractérisent ces noyaux relève de techniques très différentes ; chambre de Wilson, compteur proportionnel, chambre d'ionisation, compteur à scintillation spectromètre magnétique. C'est la construction et l'utilisation des deux derniers de ces appareils qui donne aux travaux réunis ici leur unité.

Nous avons essayé de dégager de l'étude des schémas de désintégration de deux radio-éléments, les rhodiums 101 et 102, des méthodes plus générales pour la mesure des rapports : $\frac{\text{capture électronique K}}{\text{capture électronique L}}$ et des coefficients de conversion interne des rayonnements γ . Ces mesures nous ont souvent amené à faire d'intéressantes comparaisons entre les études expérimentales et la théorie. Nous exposons le résultat de ces mesures et la description des appareils, mais autant leur choix que leur construction et leur mise au point — qui ont pourtant absorbé une grande partie de notre temps ne trouvent ici leur place. Ce travail nécessaire — bien que parfois ingrat — n'aurait pu être réalisé seul ; ce n'est qu'au sein d'un groupe qu'il nous a été possible de mener à bien la construction d'appareils aussi complexes que le

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 3 juin 1958 devant la Commission d'examen.

spectromètre à scintillation qui comprend, avec le sélecteur à 18 canaux qui lui est adjoint plus de 300 lampes ou que le spectromètre β et son montage en coïncidence.

INTRODUCTION

Les problèmes posés par l'étude des radio-éléments créés par les réactions (dn) sur le ruthénium m'ont amené à étudier deux types de phénomènes assez distincts, du point de vue théorique, mais étroitement liés du point de vue expérimental : la mesure des coefficients de conversion des rayonnements γ et les rapports de capture électronique dans la couche K aux captures dans les couches L + M ..., etc. Nous avons étendu les méthodes de mesure mises au point sur les Rh 102 et 101 au Zn 65, au Se 75 à l'In 114 et à l'Eu 152.

En ce qui concerne la mesure des coefficients de conversion, nous avons donné une méthode assez générale qui permet, à l'aide d'un spectromètre β à champ uniforme, travaillant en coïncidence, de mesurer le nombre d'électrons émis par état excité de la transition étudiée. Des mesures précises sur le Tl 207 et le Tl 208 nous ont permis de mettre en évidence l'effet des dimensions nucléaires sur ces coefficients.

Nous décrirons en détail les appareils utilisés pour ces mesures (spectromètre à scintillation et spectromètre β) qui ont été entièrement construits au laboratoire Curie.

CHAPITRE PREMIER

Etude des rhodiums 101 et 102.

En 1935, Fermi (21) et ses collaborateurs avaient attribué à deux isomères du rhodium 104 les activités de 44 secondes et de 4 minutes obtenues en irradiant du rhodium avec des neutrons rapides. En 1940, Minakawa (37) reprend ces travaux et met en évidence une activité de longue période qu'il attribue au Rh 102 obtenu par la réaction Rh 103 ($n, 2n$) Rh 102 et constate que ce radio-élément émet des e^+ et des e^- et un grand nombre de γ d'énergie maximum 1,1 MeV. Il mesure pour ce radioélément une période de 210 jours. Divers auteurs ont repris l'étude de ce corps, entre autres Marquez (34) et Farmer (20) qui donnent l'énergie des γ et l'énergie maximum du spectre β^+ (4) (2).

Sur les indications du Professeur R. Bouchez, j'ai repris l'étude de ce corps au Laboratoire Curie. Cette étude a comporté essentiellement des mesures en coïncidence entre les différents γ et les rayons X, des

mesures de coefficients de conversion interne, relatives aux deux γ du rhodium 101, des mesures du rapport $\frac{\text{capture K}}{\beta^+}$ et $\frac{\text{capture K}}{\text{capture L} + \text{M} + \dots}$ enfin, la mesure des périodes des corps étudiés.

Les sources ont été obtenues par réaction (d, n) sur du Ru métal dans le cyclotron d'Amsterdam. M. le Professeur Aten s'est chargé de l'irradiation et dans certains cas, de la séparation chimique des sources. Celles-ci ont été ensuite séparées par chromatographie sur papier au Laboratoire Curie par M. Lederer. Nous étions donc sûrs d'être en présence d'un ou de plusieurs isotopes du rhodium.

Appareillage : spectromètre à scintillation.

L'appareil se compose de deux spectromètres simples à un canal constituant les deux voies lentes d'un dispositif de coïncidence du type lent-rapide que nous avons décrit dans une précédente publication (14) (fig. 1).

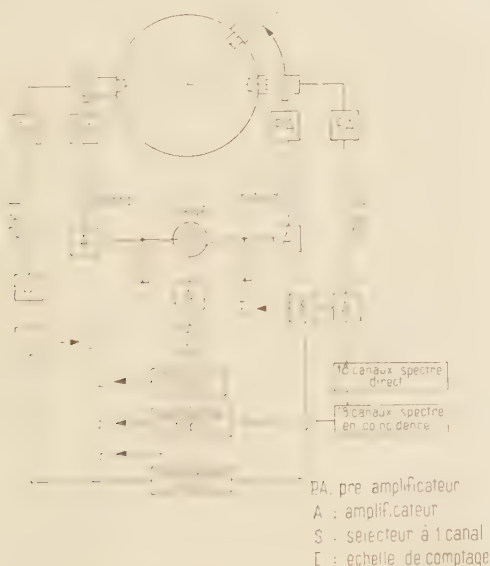


Fig. 1. — Bloc-diagramme du spectromètre à scintillation.

a. Spectromètre simple voie lente. — Ce spectromètre comprend un cristal détecteur (INa Tl pour les γ , stilbène pour les électrons, plastic pour les α) solidaire d'un tube photomultiplicateur d'électrons à 14 étages, EMI 6262. Ce modèle de photo tube à dynodes persiennes

a été préféré aux tubes à dynodes focalisatrices (RCA et Dumond) pour les raisons suivantes : le facteur d'amplification est très élevé et peut atteindre 10^9 quand le tube est poussé jusqu'à 2 000 volts, tout en conservant un bruit de fond très faible, équivalent à une énergie de 1,5 keV dans un cristal d'Ina (Tl).

Peu sensible au champ magnétique et à ses variations, ce phototube se prête particulièrement bien aux études de corrélations angulaires ou au comptage des électrons dans un spectromètre magnétique.

Par contre, les fluctuations du temps de transit des électrons de

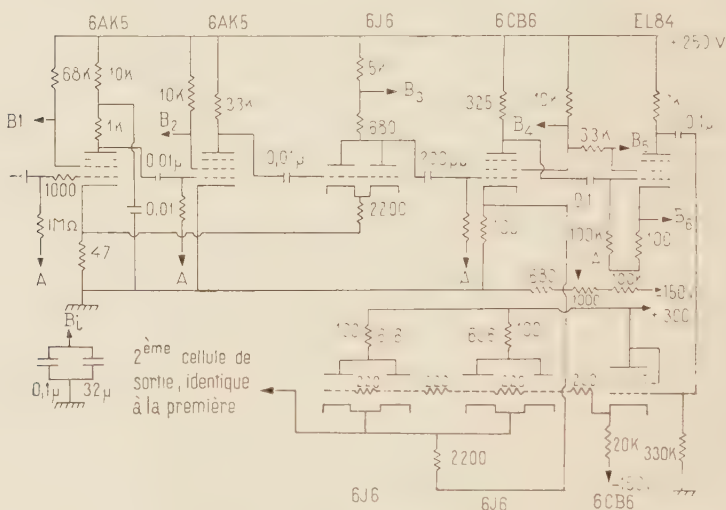


Fig. 2. — Amplificateur linéaire.

l'ordre de $4 \cdot 10^{-9}$ seconde est de 5 à 10 fois supérieur à celui des tubes focalisateurs. Nous verrons que malgré ces fluctuations, il est possible de mesurer directement des vies moyennes d'états excités jusque vers 10^{-9} seconde.

La sortie des impulsions pour la voie lente se fait sur la 7^e ou la 8^e dynode, par l'intermédiaire d'une cathode suiveuse (6 AK 5) qui sert d'adaptation d'impédance avant d'attaquer l'amplificateur.

Celui-ci se compose de deux cellules de trois lampes contre-réactionnées (fig. 2), possédant les caractéristiques suivantes : sortie 160 volts en linéaire, amplification 1 000, bande passante, 4 mégacycles, bonnes caractéristiques de saturation (se référer à la figure 19 où, sur le spectre du Zn 65, on met facilement en évidence le rayonnement de 7,8 keV en présence d'un rayonnement de 1,1 MeV). Les deux sorties de cet amplificateur permettent d'attaquer soit un oscillographe,

soit un discriminateur à 1 canal du type Johnstone (29). Ce discriminateur comprend une loupe à seuil variable qui multiplie par 10 les impulsions avant de les présenter sur les grilles de deux 6 BN 6, dont la différence de polarisation constitue la largeur du canal. Le système d'anticoïncidence placé sur les plaques des 6 BN 6, qui permet de ne compter que les impulsions du canal, est particulièrement simple et ne présente aucune dérive ; le temps mort introduit est de l'ordre de 2 à 3 microsecondes.

Les quatre sorties du discriminateur (canal et passe-haut positifs et négatifs) attaquent soit directement les échelles, soit le circuit de coïncidence triple.

b) Voie rapide. — Sur l'anode des photomultiplicateurs, l'impulsion est écrêtée et retournée par le pré-amplificateur (6 AH 6). On obtient ainsi un signal de 1 volt dont le sommet correspond au début du bruit de fond du photo-tube. Toutes les impulsions correspondant à des rayonnements d'énergie supérieures à 2 keV sont saturées et égales à 1 volt.

Deux lampes (6 J 6, EL 84) amplifient l'impulsion qui est formée en un triangle, de 4,5 volts de haut et de 4 m μ seconde à la base, sur une ligne à retard (1,20 m de câble, 150 Ω , court-circuité à son extrémité). La coïncidence rapide entre les deux photo-tubes s'effectue alors en attaquant les deux grilles de commande d'une 6 BN 6 ; les signaux de coïncidence sont amplifiés par une cellule contre-réactionnée (58) de trois lampes et discriminés par une 404 A, avant d'attaquer le circuit de coïncidence triple (un trigger permet de compter les coïncidences rapides à ce niveau).

c) Coïncidences triples. — La voie lente donne l'énergie des rayonnements alors que la voie rapide mesure le temps qui sépare deux événements. Pour obtenir simultanément l'énergie et le temps, on compte les coïncidences entre les signaux provenant des coïncidences rapides et ceux des voies lentes.

Le système de coïncidences triples permet les diverses combinaisons :

- (lente voie I/lente voie II)/puis rapide,
- lente voie I/rapide,
- lente voie II/rapide

et possède toutes les sorties positives et négatives correspondant à ces éventualités.

Le discriminateur rapide à 18 canaux complète l'équipement de spectroscopie. Le principe de cet appareil (Johnstone (29)) est identique à celui du discriminateur à un canal. Il comprend 19 dispositifs définissant 18 bandes juxtaposées qui permettent une analyse rapide des spec-

tres. La méthode d'anticoïncidence entre ces bandes est telle qu'il ne peut y avoir ni de superposition, ni d'intervalle entre 2 canaux voisins. Le nombre total des coups comptés dans les 18 canaux est toujours égal au nombre réel des coups compris entre le seuil V_0 du 1^{er} canal et la partie supérieure du 18^e canal, V_{19} . Ce dispositif de comptage, sans omission ni répétition est particulièrement important pour la mesure des coefficients de conversion et des corrélations angulaires.

Les 18 canaux peuvent se déplacer en bloc, permettant ainsi l'analyse complète de 2 en 2 volts d'un spectre de 0 à 150 volts en 4 opérations. Dans chaque canal, une échelle de 100 constituée par 2 décatrons et

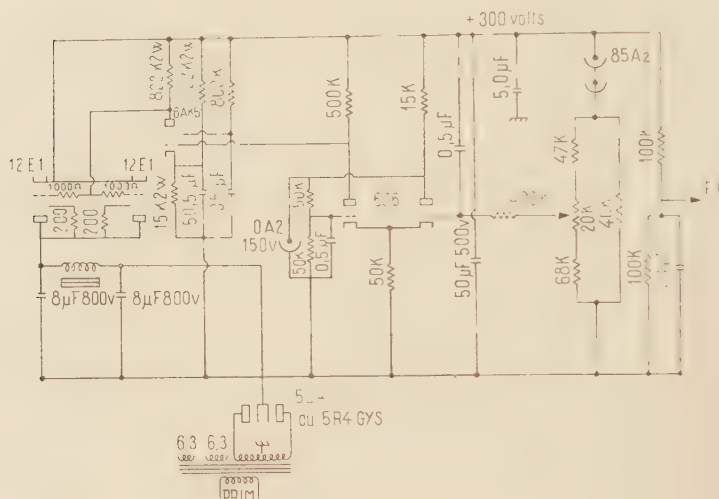


Fig. 3. — Haute tension stabilisée.

un compteur mécanique affiche sur le panneau avant de l'appareil le résultat des comptages. Tel qu'il est décrit, l'appareil permet de tracer les spectres directs provenant d'une des voies lentes, avec des canaux de 1, 2 ou 5 volts, à 4 p. 100 près. Chaque canal est de plus suivi d'un dispositif (6 BN 6) qui permet de ne compter que les impulsions de ce spectre, en coïncidence avec les signaux provenant soit de l'autre voie lente, soit d'une coïncidence voie lente-voie rapide.

Plutôt qu'une porte commandant l'entrée des 18 canaux on a préféré ce dispositif qui permet le comptage simultané du spectre direct et du spectre en coïncidence, qui s'inscrit sur 18 échelles de 10 placées sur le panneau avant.

Ceci nous offre la possibilité de corriger d'éventuelles dérives et de calculer exactement les coïncidences fortuites dans chaque canal. La

résolution de ce système dans le temps est de $5 \cdot 10^{-6}$ seconde (valeur mesurée).

Les alimentations stabilisées, particulièrement robustes, fournissent 300 volts 250 milliampères, avec une stabilité supérieure au millième pour des variations de secteur de ± 15 p. 100. L'ondulation résiduelle est inférieure au millivolt (fig. 3). Le 18 canaux, entièrement réalisé au laboratoire, est d'un maniement extrêmement simple ; son fonctionnement a été très satisfaisant (une seule panne, claquage d'une capacité) au cours des deux dernières années. Le réglage de la largeur des canaux (à ± 2 p. 100 près) se fait à l'aide d'un générateur d'impulsion incorporé. Un dépannage éventuel ne pose pas de problème ; toutes les tensions ainsi que les fusibles et les voyants correspondants sont ramenés sur le panneau avant où un voltmètre permet de les vérifier. Une circulation forcée d'air refroidit les 272 lampes et les 58 décacrons qui comprennent l'appareil.

Je tiens à remercier ici tout particulièrement notre technicien, M. Leblanc, dont l'ingéniosité a été une aide précieuse pour la réalisation de ce matériel.

Etude au spectromètre à scintillation.

I. **Spectre direct** (fig. 4). — L'étude au spectromètre à scintillation à un seul cristal donne directement les γ et les rayons X suivant : rayons X 19 keV et γ de 125, 195, 475, 630, 700 et 1 100 keV.

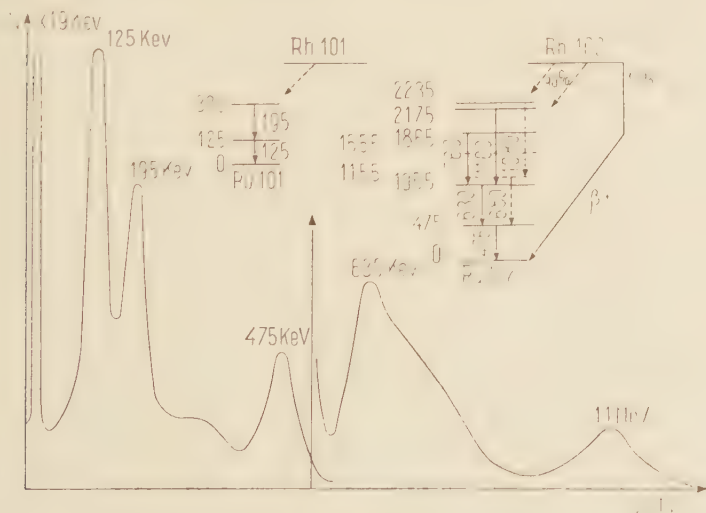


Fig. 4. — Spectre du mélange Rh 101 + Rh 102.

On peut faire un certain nombre de remarques sur ce spectre direct. On peut penser (2) — vu l'importance du pic photo-électrique correspondant aux rayons X — qu'on se trouve soit en présence d'une capture K, soit qu'il existe un ou plusieurs γ fortement convertis (nous verrons que ces deux éventualités sont réalisées). L'étude de la région comprise entre 600 et 800 keV indique l'existence probable de plusieurs γ dont les raies ne sont pas résolues. Enfin, la raie de 1 100 keV, trop large pour être simple, doit comprendre au moins deux γ .

Le grand nombre des γ non résolus rend difficile l'analyse de la courbe par une méthode de soustraction successive (42) en partant des hautes énergies, des différents spectres γ . Cette analyse ne fournit que des indications grossières sur les intensités relatives des rayonnements.

2) **Spectre en coïncidence** — Nous avons rassemblé dans le tableau I le résultat des différentes mesures en coïncidence. Elles ont toutes été réalisées avec des détecteurs INa (TI) de 27 mm de hauteur par 34 mm de diamètre pour les basses énergies et 50 mm par 45 mm pour les γ de haute énergie.

TABLEAU I

Canal fixe voie I	Spectre voie II
X 19 keV	Tous les γ sont en coïncidence avec les X
475 } 630 } 680 } 760 } 1 080 } 1 100 }	Tous les γ du groupe I sauf le 475 X 475 760 ? 1 100 ? — 1 080 ? — 630 — 680 — 630
125 } 195 } 510 }	X 195 X 125 510 (rayonnement d'annihilation)
Groupe I	
Groupe II	
Groupe III	

Le rayonnement Compton des γ de haute énergie rend les coïncidences 630/760, 630/1 100, 680/1 080 (canal fixé sur l'énergie la plus basse) beaucoup moins nettes que les coïncidences inverses 760/630, 1 100/630, 1 080/680 (canal fixé sur l'énergie la plus haute).

L'existence des positons se traduit par des γ de 510 keV. A chaque annihilation correspondent 2 γ de 510 keV émis à 180° l'un de l'autre (ces γ se distinguent facilement des autres par des coïncidences avec des compteurs placés à 90° ou à 180° l'un de l'autre par rapport à la source).

On voit nettement sur le tableau qu'il existe trois groupes distincts de coïncidences :

- groupe I : γ de 475, 630, 680, 760, 1 080 et 1 100 keV et des rayons X ;
- groupe II : γ de 125 et de 195 keV et des rayons X ;
- groupe III : γ d'annihilation correspondant à une émission β^+ .

Les γ du groupe I. — Ces γ présentent les caractéristiques des γ émis par les noyaux pair-pair de cette région de la classification : 1^{er} niveau excité vers 500 keV et rapport entre l'énergie du 1^{er} niveau et celle du 2^e niveau compris entre 2 et 3.

Élément	1 ^{er} niveau	2 ^e niveau	Rapport
Mo 96	770	1 610	2,1
Ru 98	650	1 390	2,1
Rh 100	535	1 358	2,5
Ru 102	475	1 100	2,3
Pd 104	556	1 796	3,2
Pd 106	511	1 131	2,2
Pd 108	430	1 03	2,4

Le grand nombre de coïncidences X/ γ et l'identité entre spectre direct et spectre en coïncidence avec les X font penser que la transition est une capture K, Rh $\rightarrow$ Ru (l'absence dans ce groupe de rayonnement de basse énergie qui, fortement converti, pourrait expliquer ces coïncidences confirme cette explication). Les rhodiums 106, 105, 104, 103, 99, 100 sont connus ; d'autre part, les isotopes stables du ruthénium 100 (12,7 p. 100), 101 (17 p. 100), 102 (31 p. 100) peuvent donner par réaction (d, n) les rhodiums 101, 102 ou 103. Les γ du groupe I sont donc très probablement ceux qui suivent la transition par capture K, Rh 102 $\rightarrow$ Ru 102 (31 p. 100 du ruthénium naturel).

SCHEMA DE DÉSINTÉGRATION (fig. 4). — Ce schéma est établi à partir du tableau I auquel s'ajoutent les considérations suivantes :

Le γ de 475 keV, le plus intense, en coïncidence avec tous les autres γ , est la transition entre le premier niveau excité et le niveau fondamental. Pour établir l'énergie du second niveau, on remarque que les coïncidences 1 080/680 sont beaucoup plus nombreuses que celles de 1 100/630, alors que le γ de 630 est certainement plus intense que le γ de 680. Il existe donc une branche de la capture aboutissant au 630, soit par l'intermédiaire du γ de 760, soit directement, soit par les deux voies. Ceci nous permet de fixer l'ordre des cascades 1 100, 630, 475 et 760, 630, 475. Au contraire pour la cascade 1 080, 680, 475, rien n'indique l'ordre rela-

tif du 1080 et du 680 et c'est *a priori* que nous avons porté sur le schéma l'ordre indiqué (le niveau intermédiaire associé à cette cascade suit naturellement l'ordre choisi pour les γ et se place à 1155 ou 1555 keV suivant cet ordre).

Les γ du groupe II. — Le 2^e groupe de coïncidences comprend des rayons X et les γ de 125 et 195 keV. Ces rayonnements ont été attribués au Ru 101 (59). G. M. Temmer et N. P. Heidenburg (57) les ont, en effet, obtenus dans l'excitation coulombienne de ce corps. Les auteurs cités trouvent dans cette excitation un γ de 320 keV absent des transitions du Ru 101 obtenu par capture à partir du Rh 101. Ceci fait penser que le niveau de 320 keV est double (M. Temmer, communication privée). On a donc un rhodium 101 qui se désintègre par capture et donne le Ru 101. Nous verrons plus loin que l'attribution au Ru 101 présente quelques difficultés qui nous avaient tout d'abord amené à un schéma incorrect.

MESURE DES COEFFICIENTS DE CONVERSION DU 125 ET DU 195 KEV. — Les coefficients de conversion de ces deux rayonnements d'énergie moyenne semblaient devoir se mesurer facilement par la méthode classique des coïncidences γ/γ et γ/X de MacGowan (35). En fait, cette mesure présente un certain nombre de difficultés.

On ne peut tout d'abord séparer ces deux γ des Comptons des γ du groupe I qui, provenant de rayonnement en coïncidence avec des rayons X (capture K) donnent des coefficients mesurés par des coïncidences $\gamma/\gamma X$ voisins de 1. Il faut donc soustraire des coïncidences γ/X les coïncidences Compton/X dues au fond Compton des γ du groupe I, ce qui rend les mesures assez imprécises. Nous ne savons pas, de plus, si nous nous trouvons en présence d'une capture K simple, d'une désintégration β de spectre très mou ou d'une capture K suivie d'un état isomérique long, 1 milliseconde, par exemple. Dans les deux dernières éventualités, les γ de 195 et de 125 keV ne sont en coïncidence qu'avec des rayons X provenant de la conversion interne. C'est dans ce cas, le plus simple, que s'applique la méthode de MacGowan.

Dans la première éventualité, les γ qui suivent la capture sont en coïncidence non seulement avec les rayons X de conversion, mais aussi avec les rayons X de capture. Nous devons donc, dans la mesure des coefficients, retrancher des coïncidences γ/X les coïncidences γ/X de capture. Or, tout indique que nous nous trouvons dans ce cas-là :

1) L'intensité des rayons X comparée aux intensités des rayonnements de 475, de 125 et de 195 keV est un peu trop forte pour une transition β .

2) On ne trouve pas suffisamment de coïncidences β/γ , en tout cas pour des énergies supérieures à 50 keV.

3) L'excitation coulombienne du Ru 101 donne deux niveaux de 125 et de 320 keV (125 + 195) se désexcitant par émission de 2 γ de 125 et de 195 keV, qui semblent identiques au niveau que nous étudions.

4) Si ces deux niveaux sont ceux du Ru 101, leur multipolarité est au plus égale à E_2 (puisqu'on peut les obtenir par excitation coulombienne). La vie moyenne courte des niveaux associés à ces transitions rend impossible l'éventualité d'une capture K suivie d'un état isomérique long.

5) Une dernière hypothèse consistait à placer les 2 γ de 125 et de 195 keV, soit comme les transitions d'un Rh 102, isomérique de longue durée, soit comme suivant une désintégration β^- , de Rh 102 ou 101 vers Pd 102 ou Pd 101. Cette hypothèse a été écartée en faisant de l'absorption sélective des rayons X par du molybdène (absorption K du Mo entre X_K Rh et X_K Ru, dans des coïncidences X/125 et 195 et X/475. Dans tous les cas, les rayons X se comportent comme des rayons X du ruthénium (leur absorption est identique dans des écrans de molybdène d'épaisseur convenable : 1/100 de millimètre).

Nous sommes donc devant une capture K simple, transition du Rh 101 vers le Ru 101. Et l'on doit pour mesurer le coefficient de conversion du 125 ou du 195 keV par la méthode de MacGowan retrancher des coïncidences γ/X les coïncidences γ/X de capture.

Dans une précédente publication (43) nous avons calculé le coefficient de conversion sans tenir compte de cette correction, ce qui nous avait donné des valeurs trop élevées.



Fig. 5. — Spectre des électrons de conversion du γ de 195 keV en coïncidence avec le γ de 125 keV. La courbe présente un seul maximum ; la résolution de l'appareil étant insuffisante pour séparer les conversions dans les couches K et L.

RÉSULTAT DES MESURES DU COEFFICIENT DE CONVERSION PAR LES COÏNCIDENCES $\gamma\gamma$ ET γe^- . — Pour éviter d'avoir à compter des rayons X dont on ne sait s'ils sont de capture ou de conversion, on peut mesurer directement les électrons de conversion (fig. 5). Dans ce but, on compte un des γ de la cascade dans le canal fixe de la voie 1 (cristal INa (Tl))

et on mesure en coïncidence dans la voie II, d'une part les électrons de conversion comptés par un cristal de stilbène (dont le rendement est égal à 1 pour les électrons), d'autre part, le deuxième γ de la cascade dans un cristal d'INa (II) dont on connaît le rendement pour l'énergie considérée.

La comparaison de ces deux mesures donne le coefficient cherché :

$$\alpha_K = \frac{Ne\rho}{N_\gamma} \quad \begin{array}{l} Ne \text{ nombre d'e}^- \\ N_\gamma \quad \text{»} \quad \gamma \\ \rho \quad \text{rendement du cristal } \gamma \end{array}$$

Les courbes de coïncidence pour les électrons de conversion permettent un comptage raisonnablement précis pour le 195 keV (énergie des électrons K : 173 keV), mais pas pour le 125 keV (énergie des électrons K : 106 keV). Mais il est impossible de séparer les électrons K des électrons $L_1, L_2 \dots$. On supposera donc que ces électrons représentent entre 15 et 20 p. 100 des électrons K. Le coefficient ainsi mesuré pour le 195 keV se situe entre les valeurs calculées pour des transitions E_2 et M_1 . On calcule d'autre part, pour les transitions E_2 et M_1 , les rapports K/L :

$$\left(\frac{K}{L}\right) E_2 = \frac{0,1}{0,015} = 6,6 \quad \text{et} \quad \left(\frac{K}{L}\right) M_1 = \frac{0,045}{0,0083} = 5,4.$$

On peut maintenant calculer avec assez de précision le coefficient de conversion :

$$\alpha_{K195} = 0,065 \pm 0,01.$$

On voit que ce coefficient n'est compatible (tableau) qu'avec une capture K simple.

On mesure de manière identique, bien qu'avec moins de précision, le coefficient de conversion du γ de 125 keV.

Les résultats sont groupés dans le tableau suivant :

E_γ	α_K	α_K	E_1	E_2	E_3	M_1
	Coïncidences γ_1/γ_2 X sans corrections	Coïncidences γ_1/e^-				
125 keV	0,8	0,11 $\pm$ 0,05	0,12	1		0,27
195 keV	0,7	0,065 $\pm$ 0,01		0,1	0,5	0,046

Nous verrons ultérieurement, et avec plus de détail, comment tenir compte des captures et de la conversion dans les couches supérieures L, M , etc.

La nature du rayonnement de 195 keV se déduit facilement des tables de Rose et de Sliv qui donnent les coefficients de conversion en fonction de la multipolarité, de la nature de l'énergie des transitions

considérées, ainsi que du Z des noyaux. Le α_K du 195 keV se place entre $\alpha_K E_2$ 195 et $\alpha_K M_1$ 195. Nous avons à faire à une transition $E_2 + M_1$ comprenant 35 p. 100 de E_2 et 65 p. 100 de M_1 . La transition de 125 keV donne de façon plus étrange une polarité de E_1 . On voit assez mal comment placer une telle transition dans un schéma de niveau qui ne comprend pas en principe de changement de parité. Il se peut que les mesures e/γ soient faussées par l'énergie assez basse des électrons (106 keV).

MESURE DE LA CORRÉLATION ANGULAIRE DES γ DE 125 ET DE 195 KEV.

— La corrélation angulaire de γ 125/ γ 195 qui devrait en principe donner le spin du niveau intermédiaire et confirmer la nature du γ de 125 keV a été mesurée, mais le résultat dépend de trop de paramètres pour être vraiment significatif. Nous ne connaissons pas le signe du δ de la transition de 195 keV, la mesure de la corrélation à 180° est fortement perturbée par la présence des rayonnements d'annihilation, enfin les Comptons des rayonnements du groupe I ajoutent un bruit de fond non négligeable. Les résultats sont cependant compatibles avec une transition E_1 .

Enfin, N. Goldberg (26) qui a mesuré la corrélation angulaire d'une part, le coefficient de conversion du γ de 125 keV, d'autre part, indique que ses mesures sont compatibles avec une transition E_1 .

Les γ du groupe III : désintégration β^- . — L'énergie disponible entre le Rh 102 et le Ru 102, d'au moins 2,2 MeV (voir schéma de désintégration, fig. 4) semble indiquer que la transition β^+ accompagne plutôt le Rh 102 que le Rh 101 dont l'énergie disponible semble être beaucoup plus faible (énergie $\gamma = 320$ keV) et rapport $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}}$ assez élevé (ce qui indique une énergie de transition faible comparée à l'énergie nécessaire pour une émission β^+). Nous avons donc admis que la transition β^+ accompagnait la transition Rh 102 Ru 102.

Pour avoir un ordre d'idée du rapport $\frac{\text{capture K}}{\beta^+}$, nous avons comparé le Rh 102 à deux émetteurs β^+ : le Zn 65 et le Na 22. On a, pour faire cette mesure, comparé les γ d'annihilation émis par ces radio-éléments aux γ accompagnant l'émission β^+ : γ de 1,275 MeV pour le Na 22, γ de 1,1 MeV pour le Zn 65 et γ de 475 keV pour le Rh 102. Comme les rapports K/β^+ sont connus pour le Na 22 et le Zn 65 on en déduira K/β^+ pour le Rh 102. En fait, la mesure se complique du fait que les γ d'annihilation sont tout à fait invisibles sur le spectre direct du Rh 102. Ils n'apparaissent que sur le spectre de la voie II, en coïncidence avec le sélecteur de la voie I fixé sur le 510 keV, en ayant soin de placer la source sur l'axe commun des deux cristaux (corrélation à 180°).

Pour la corrélation à 90° , le γ de 510 disparaît sur le spectre en coïn-

cidence. Le nombre de β^+ a donc été ramené à la différence : coïncidence à 180° moins coïncidence à 90° .

C'est ce nombre, comparé aux pics photoélectriques des γ , accompagnant la désintégration β^+ (compte tenu du rendement de ces γ dans le détecteur) qui est proportionnel au rapport γ/β^+ ($\frac{\gamma_{1,1}^{275 \text{ MeV}}}{\beta^+} = 1,1$ pour Na 22 (42) et $\frac{\gamma_{1,1}^{1 \text{ MeV}}}{\beta^+} = 30$ pour le Zn 65 (48)).

On trouve pour le Rh 102 $\frac{\gamma_{475 \text{ KeV}}}{\beta^+} = 10$ si on admet (ce qui est assez vraisemblable, vu les mesures d'intensité faites sur les rayons X et sur les γ de 475, de 125 et de 195 keV) qu'il n'y a pas de capture vers le niveau fondamental.

On a donc : $\frac{\text{capture K}}{\beta^+} = 10$ pour Rh 102. Certains auteurs ont indiqué pour les β^+ un spectre complexe. Nous avons cherché s'il existait des coïncidences entre les γ d'annihilation et le reste du spectre. Ces mesures ont été réalisées avec les trois compteurs placés par rapport à la source, dans la première expérience, à : 0° (1), 90° (2), 180° (3) et dans la deuxième à : 0° (1), 90° (2), 225° (3).

On a, dans la première expérience, le spectre en coïncidence avec les β^+ et le 475 keV (que l'on ne peut séparer des γ d'annihilation de 510 keV). Dans la deuxième expérience, on a uniquement le spectre en coïncidence avec le 475 keV (les γ d'annihilation émis à 180° l'un de l'autre, ne pouvant être comptés à la fois par les deux compteurs). Les deux expériences ont donné le même résultat. On peut en déduire qu'au moins 90 p. 100 des β^+ vont au niveau fondamental.

MESURE DE LA VIE MOYENNE DES RHODIUMS 101 ET 102. — La mesure de la vie moyenne des radio-éléments étudiés est une des caractéristiques importantes de l'étude de ces corps. Comme dans le cas du rhodium 101, nous ne connaissons pas l'énergie totale de la transition, nous ne pourrions calculer le $\log ft$ que pour le Rh 102, en admettant que le spectre β^+ fait partie du schéma de désintégration de ce corps.

MESURE DES PÉRIODES. — On a constaté assez tôt que les périodes des rhodiums étudiés (101 et 102) étaient supérieures à 200 jours (42). Farmer (20) a mesuré une période de cinq ans pour les désintégrations correspondant au groupe II (Rh 101).

Nous avons essayé de mesurer ces périodes de la façon suivante : le compteur utilisé était un cristal scintillateur de $^{\text{Na}}\text{I}$ (Tl) de 22 mm de hauteur et de 34 mm de diamètre. Une même source placée dans des conditions géométriques identiques a été suivie au cours d'une période de deux ans, l'expérience étant effectuée dans les conditions suivantes : on traçait à l'aide d'un discriminateur à un canal un spectre direct, ce spectre était alors divisé en trois zones (fig. 6a) :

— zone *a* : supérieure à 400 keV, ne comprend que des γ du groupe I (Rh 102) ;

— zone *b* : correspond à peu près aux Comptons des γ du groupe I compris entre 50 et 250 keV ;

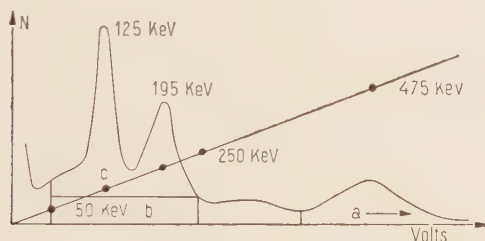


Fig. 6a.

— zone *c* : comprise entre 50 et 250 keV correspond à peu près uniquement aux γ du groupe II (Rh 101).

Les aires des zones *a*) et *c*) représentent un nombre de coups par minute provenant des deux radio-éléments considérés. C'est la décrois-

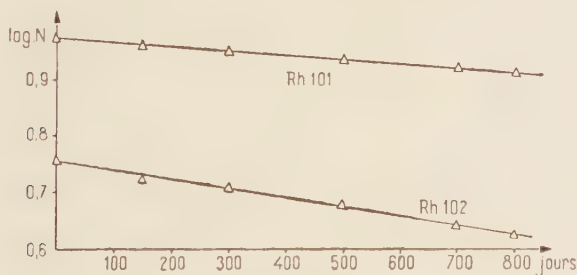


Fig. 6b.

sance de ces deux nombres que nous avons suivie pendant deux ans (fig. 6b). On obtient ainsi les périodes suivantes :

$$T_{1/2} = 5 \text{ ans pour le Rh 102 } \pm 2 \text{ ans}$$

$$T_{1/2} = 10 \text{ ans pour le Rh 101 } \pm 3 \text{ ans.}$$

A partir de la période du Rh 102 on calcule pour la transition β^+ aboutissant au niveau fondamental du Ru 102 :

$$\text{Log } ft = 10.$$

CHAPITRE II

Mesure des rapports $\frac{\text{Capture K}}{\text{Capture L} + \text{M} + \dots}$

On sait, lorsque le schéma de désintégration comprend deux γ en cascade, mesurer — avec un spectromètre à scintillation monté en coïncidence (fig. 1) — les coefficients de conversion de ces γ (35). Le canal de la voie I, calé sur un de ces γ , donne en coïncidence dans la voie II le spectre de l'autre γ et des rayons X provenant de sa conversion interne. Le coefficient α_K se calcule facilement si on connaît le rendement ρ du cristal, pour le pic photoélectrique et le coefficient de fluorescence ϖ du noyau considéré. Si N_X et N_γ sont les nombres de coups par minute des deux pics x et γ , on a :

$$\alpha_K = \frac{N_X \rho}{\varpi N_\gamma}.$$

N_X doit être corrigé pour l'absorption dans les écrans et dans la fenêtre du scintillateur. De plus, quand l'énergie est supérieure à celle de la couche K de l'iode (33,1 keV), une partie de cette énergie peut être perdue par des rayons X_K de l'iode qui s'échappent du cristal sans être comptés.

On obtient dans ce cas deux pics : l'un situé à l'énergie E des rayons X, l'autre à l'énergie $E - E_K \text{ iode} + E_L \text{ iode} = E - 28 \text{ keV}$. C'est le cas du Sm 152 et des Tl 207 et 208. Pour ces corps, l'énergie des rayons X est suffisamment élevée pour qu'on puisse tracer directement les courbes comprenant les deux pics et mesurer d'emblée le nombre total de photons X.

Au contraire, les Rh 102 et 101, le Cd 114, le Se 75 et le Zn 65 qui ont des énergies X inférieures à $E_K \text{ iode}$, donnent pour ces rayons X un pic simple.

Si, au lieu de mesurer des coefficients dans les transitions qui suivent des désintégrations β , on emploie cette méthode dans un cas de capture électronique, on ajoutera, dans les courbes de coïncidence, les rayons X provenant de cette capture.

Dans ce cas, le coefficient de conversion s'écrira :

$$\alpha_K = \frac{\rho N_X - \varpi N_\gamma}{2 N_\gamma \varpi}$$

puisque à chaque ouverture du circuit de coïncidence correspond un photon X de capture et soit un photon γ , soit un photon X de conversion. En fait, à chaque capture ne correspond pas une vacance dans la

couche K et l'on doit écrire, en tenant compte des vacances dans les couches L, M, etc.

$$\begin{aligned} \text{Nombre de captures} &= \text{nombre de vacances dans la couche K} \\ &+ \text{nombre de vacances dans la couche L} \\ &+ \dots \end{aligned}$$

Les vacances des couches supérieures à K sont loin d'être négligeables et peuvent atteindre couramment 20 p. 100 du total des captures (100 p. 100 dans le cas où l'énergie disponible est inférieure à l'énergie K). C'est-à-dire que le nombre de photons X de capture comptés en coïncidence est inférieur au nombre de captures.

La mesure des « coefficients de conversion » par la méthode des coïncidences γ/γ nous fournit donc un instrument permettant d'atteindre les captures dans les couches L, M, etc. Cette méthode exige que le coefficient de conversion réelle dans la couche K soit connu, soit qu'on puisse le mesurer d'une autre façon (coïncidence γ_1/γ_2 et $\gamma_1/\text{électrons}$ de conversion), soit que la nature de la transition soit bien établie, comme c'est le cas, par exemple, des transitions entre niveau fondamental et 1^{er} niveau excité des corps pair-pair.

L'ouverture du circuit de coïncidence par γ_1 correspond donc dans la source à deux groupes de phénomènes :

- a) une capture (soit K, soit L, ...);
- b) soit à γ_2 , soit à un phénomène de conversion dans la couche K ou L, ou M...

Ces deux groupes de phénomènes doivent être égaux. On peut donc écrire, en négligeant les phénomènes dans les couches M, N, etc. :

$$(I) \quad \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} + \alpha_K \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} + \frac{\alpha_K}{\lambda} \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} = \frac{N'_x}{\varpi} + \frac{N'_x}{\varpi\eta}$$

avec :

N_{γ_2} = nombre de γ_2 dans le pic photoélectrique ;

ρ = rendement du cristal par rapport à γ_2 ;

α_K = coefficient de conversion dans la couche K ;

λ = $\frac{\text{coefficient de conversion dans la couche K}}{\text{coefficient de conversion dans la couche L}}$;

η = $\frac{\text{Nombre de captures K}}{\text{Nombre de captures L}}$;

ϖ = coefficient de fluorescence de la couche K de l'atome considéré ;

N'_x = nombre de photons X provenant de la capture.

On mesure en fait un nombre de photons X qui est : $N_x = N'_x \text{ capture} + N''_x \text{ conversion}$, soit :

$$N_x = N'_x + \alpha_x \varpi \frac{N_{\gamma_2}}{\rho}$$

c'est-à-dire :

$$N'_x = N_x - \alpha_K \varpi \frac{N_{\gamma_2}}{\rho}.$$

En portant dans (1), on trouve :

$$\frac{N_{\gamma_2}}{\rho} + \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} \alpha_K + \frac{\alpha_K}{\lambda} \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} = \left(N_X - \alpha_K \varpi \frac{N_{\gamma_2}}{\rho} \right) \frac{1}{\varpi} \left(1 + \frac{1}{\eta} \right)$$

que l'on peut résoudre pour α_K , λ ou η , suivant la quantité qui est inconnue.

Résolvant pour η , on trouve :

$$(2) \quad \eta = \frac{\rho N_X - \varpi \alpha_K N_{\gamma_2}}{\varpi \left[N_{\gamma_2} \frac{1}{\lambda} + \alpha_K \frac{2\lambda + 1}{\lambda} \right] - \rho N_X}$$

qui se simplifiera beaucoup, par exemple dans le cas où l'énergie de γ_2 est grande, ce qui implique, pour une transition E_2 un α_K très petit (cas de l'In 114) ; on a alors :

$$(3) \quad \eta = \frac{\rho N_X}{N_{\gamma_2} \varpi - \rho N_X}.$$

Cette méthode peut être modifiée pour mesurer η dans le cas où le schéma de désintégration ne comprend pas de cascade, mais possède une seule transition γ . Dans ce cas, si on fait les coïncidences entre ce γ et les rayons X de capture, on aura d'une façon assez directe, le rapport η , à condition de connaître l'angle solide du deuxième détecteur. En effet, l'ouverture du circuit par le γ correspond, dans la source, à une capture. On peut donc écrire, si N est le nombre d'ouvertures, Ω l'angle solide du 2^e détecteur en p. 100 (en négligeant les captures dans les couches M, N...) :

$$(4) \quad N\Omega = \frac{N_X}{\varpi} \left(\frac{1 + \eta}{\eta} \right) \quad \text{et} \quad \eta = \frac{N_X}{N\Omega\varpi - N_X}.$$

Cette méthode, déjà utilisée par A. Bisi et al. (6) (7) exige que l'angle solide soit connu avec une bonne précision. Pour tous les rayons X de basse énergie (inférieurs à l'énergie des rayons X du Lu, 53 keV) qui ne pénètrent pratiquement pas dans le cristal (absorption pour 50 keV = 97 p. 100 dans le premier millimètre de cristal), l'angle solide est celui défini par la géométrie de la source et du détecteur. Au-dessus du lutécium, il faudra faire intervenir, si la source est près du cristal, une certaine correction due aux effets de bord ; celle-ci sera réduite au minimum en éloignant la source du cristal, ce qui présente l'inconvénient d'augmenter considérablement les coïncidences fortuites. Nous donnerons deux exemples de l'application de cette méthode pour le Zn 65 et le Se 75.

Dans les formules 2, 3 et 4, nous n'avons tenu compte de l'absorption des rayons X ni dans la fenêtre du compteur (voir fig. 18), ni dans les écrans placés entre la source et le compteur. J'ai utilisé des écrans en Be métal de 1 à 2 mm d'épaisseur qui sont très transparents aux rayons X.

Tous les comptages de rayons X sont corrigés pour ces deux absorptions. Dans le cas de source épaisse (In 114) la correction pour l'absorption de la source a été faite.

On complique quelque peu cette méthode si, au lieu d'ouvrir le circuit de coïncidence avec γ_1 on l'ouvre avec les rayons X correspondant indistinctement à la capture ou à la conversion. Cette méthode ainsi modifiée a été utilisée dans le cas du Sm 152, où l'on a un γ de basse énergie (123 keV) et deux γ de haute énergie (960 et 860 keV). Comme seul le 860 keV est en coïncidence avec le 123 keV (fig. 11) que de plus le 860 est difficile à isoler du 960 keV, on préfère ouvrir le circuit par les rayons X plutôt que de séparer les coïncidences 960/X et 860/X.

A N ouvertures correspondent N_1 ouvertures provenant des rayons X de capture et N_2 des rayons X de conversion :

$$\frac{N_Y}{\rho} + \alpha_K \frac{N_Y}{\rho} + \frac{N_Y}{\rho} \alpha_L = \frac{N'_X}{\varpi} + \frac{1}{\eta} \frac{N'_X}{\varpi}$$

où N_X et N'_X sont le nombre de photons X de conversion et de capture en coïncidence avec l'ouverture du circuit et $N_X + N'_X = n_X$ le nombre total de X comptés.

Comme :

$$\frac{N_Y}{\rho} = \frac{N_X}{\varpi \alpha_K} \quad \text{et} \quad \frac{N'_X}{N_X} = \frac{\eta}{\eta + 1} (1 + \alpha_K + \alpha_L) = \delta$$

pour N ouvertures du circuit, on aura :

$$\frac{N\Omega}{1 + \delta} = \frac{N'_X}{\varpi} \left(1 + \frac{1}{\eta}\right) \quad \text{pour les rayons X de conversion}$$

$$\frac{N\Omega\delta}{1 + \delta} \frac{N_Y}{\rho} (1 + \alpha_K + \alpha_L) \quad \text{pour les X de capture.}$$

En tirant η de ces deux équations, on obtient :

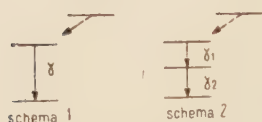
$$(5) \quad \eta = \frac{N_Y}{\frac{\rho}{\varpi} \left(1 + \alpha_K \frac{\lambda + 1}{\lambda}\right) \left(\eta_X - \alpha_K \frac{N_Y}{\rho}\right) - N_Y}$$

Cette méthode est assez peu précise, car elle fait intervenir deux différences au dénominateur. Pour l'étude de la capture dans Eu 152 (9 heures), c'est cependant celle qui semble donner le meilleur résultat.

En résumé, nous sommes en présence de deux méthodes qui nous permettent de mesurer le rapport η dans les deux types de schémas de désintégration suivants :

1^{re} méthode : Capture K suivie d'un seul γ . — Le niveau peuplé par la capture K se désexcite en donnant au moins un γ ; allant au niveau fondamental. Pour que la méthode soit applicable, ce γ doit être le plus énergétique du schéma, qu'il soit unique, comme dans le cas

du $\text{Zn } 65 \rightarrow \text{Cu } 65$, ou qu'il existe toute une série de γ d'énergie plus faible, comme dans les transitions $\text{Se } 75 \rightarrow \text{As } 75$. Si le canal fixe de la voie I est calé sur le pic photoélectrique du γ le plus énergétique, on obtient en coïncidence, dans la voie II, le spectre des rayons X de capture. On obtient simultanément le spectre du rayonnement de freinage interne, dont l'énergie maximum est égale à l'énergie de transition de la capture. Ce spectre est de 10^5 à 10^6 fois moins intense que le spectre direct (schéma 1).



La mesure appliquée à ce type de schéma ne fait pas intervenir le coefficient de conversion du γ , ce qui rend les résultats indépendants d'une mesure délicate et souvent peu précise.

indépendants d'une mesure délicate et souvent peu précise.

2^e méthode : Capture suivie d'une cascade de deux γ . — Le niveau peuplé par la capture se désexcite par une cascade de deux γ . Comme dans le premier schéma, la mesure n'est précise que si l'un des γ de la cascade est le plus énergétique du schéma de désintégration. En calant le canal fixe de la voie I sur ce γ , on a cette fois-ci en coïncidence dans la voie II, le spectre du deuxième γ , des rayons X de capture et éventuellement les rayons X de conversion interne (schéma 2).

Dans un cas comme dans l'autre, on peut d'ailleurs ouvrir le circuit de coïncidence avec les rayons X. Le calcul de η est alors analogue à celui de la formule (5).

Applications de la 1^{re} méthode. — Nous avons appliqué cette méthode à deux radio-éléments : le $\text{Zn } 65$ et le $\text{Se } 75$.

a) **TRANSITION DU $\text{Zn } 65 \rightarrow \text{Cu } 65$.** — Malgré les difficultés expérimentales liées à l'énergie très basse des rayons X du $\text{Cu } 65$ (7,8 keV), diverses raisons, tant théoriques qu'expérimentales, nous ont décidé à choisir cet élément (fig. 7).

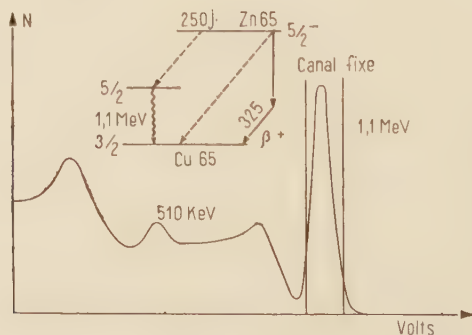


Fig. 7.

D'une part, on connaît l'énergie totale de la transition vers le niveau fondamental (1,345 MeV), puisqu'il existe un spectre β^+ associé. On peut donc calculer le $\log ft$ de la capture vers le niveau de 1,1 MeV ; pour une énergie de transition de 225 keV, ce $\log ft$ est égal à 5,94.

On connaît, d'autre part, le rapport capture K/émission β^+ (égal à 30 (42)), ainsi que la nature de la transition vers le niveau fondamental et l'état de 1,1 MeV.

Au point de vue expérimental, on sait obtenir des sources intenses sans entraîneur ; enfin, la période de ce radio-élément est longue (250 jours) ce qui facilite les mesures.

Le dispositif expérimental est très simple. Le γ de 1,1 MeV est détecté dans la voie I par un gros cristal de I Na (Tl) de 4,5 cm de diamètre et de 5 cm de haut. On trace alors en coïncidence dans la voie II le spectre des rayons X détectés par un cristal de I Na (Tl) à fenêtre mince. La source de Zn 65, déposée sur un film de formvar de l'ordre de 100 microgrammes par centimètre carré, est à peine visible à l'œil nu et absorbe très peu les rayons X.

Le facteur principal d'incertitude des mesures réside dans l'absorption des rayons X dans

la fenêtre d'entrée du cristal et dans l'air entre la source et le détecteur. Comme le μ/ρ de l'air pour 7,8 keV est de l'ordre de 14 (13), on calcule une absorption, dans 3 cm d'air de 5 p. 100, l'absorption dans la fenêtre du cristal étant de 29 p. 100 (fig. 18) ; le coefficient de fluorescence du Cu 65 est faible : 0,45 seulement (11).

Ces divers facteurs font qu'on ne compte que 66 p. 100 des photons X émis par la source, ce qui diminue beaucoup la précision de la mesure. On trouve $\eta = 4,5$, ce qui correspond à 82 ± 5 p. 100 de capture K et 18 ± 5 p. 100 de capture L + M...

b) TRANSITION Se 75 $\rightarrow$ As 75. — Malgré son apparente complication, le schéma de désintégration de ce nuclide (fig. 8) (47) appartient au type I. Le γ de 402 keV n'est, en effet, en coïncidence avec aucun autre γ , et son énergie est la plus élevée du schéma. Les rayons X sont un peu plus durs que ceux du Cu 65 (10,3 keV). La source — une poudre

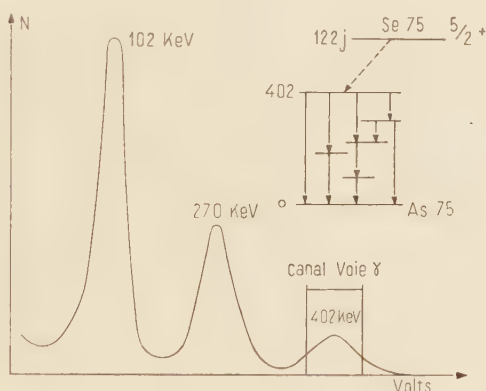


Fig. 8.

très fine de Se — déposée sur un microgramme d'aluminium —, a été préparée par irradiation (n, γ) dans la pile de Saclay. Bien qu'on ne puisse mesurer l'auto-absorption dans la source, celle-ci est sûrement très faible.

On effectue la mesure de la même façon que pour le Zn 65, le canal étant fixé sur le pic photoélectrique du 402 keV (fig. 10). Par contre, les absorptions dans l'air et dans la fenêtre d'entrée ne sont plus respectivement que de 1,5 p. 100 et de 16 p. 100. Enfin, le coefficient de fluorescence de l'As est plus élevé que celui du Cu ($\varpi = 0,55$) (11). Toutes corrections faites, on trouve $\eta = 5$, ce qui correspond à 83 p. 100 de capture K et 17 p. 100 de capture L + M...

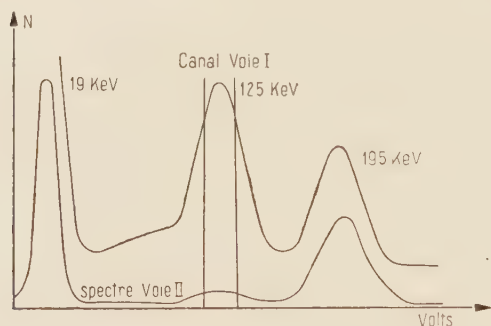


Fig. 9.

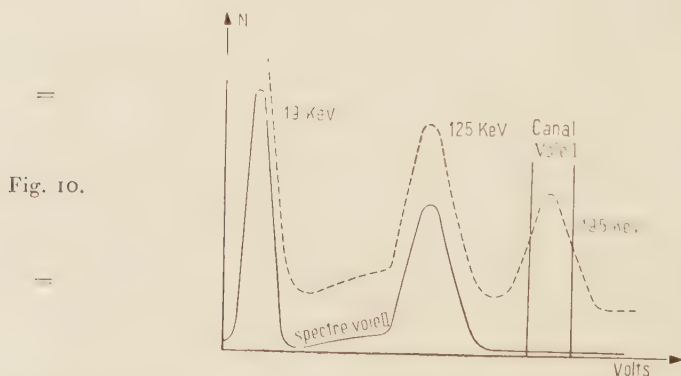


Fig. 10.

Application de la 2^e méthode : Capture K suivie de deux γ en cascade. — Nous avons mesuré η pour trois captures : Rh 101 $\rightarrow$ Ru 101, In 114 $\rightarrow$ Cd 114, Eu 152 $\rightarrow$ Sm 152.

a) TRANSITION Rh 101 $\rightarrow$ Ru 101. — Le rapport $\frac{\text{Capture K}}{\text{Capture L}}$ est le seul moyen direct d'évaluer l'énergie totale de la transition. Au cours des mesures, on se heurte aux mêmes difficultés que pour la détermination

de α_K par les coïncidences γ/γ , γ/X . En effet, on ne peut séparer les γ de 125 et de 195 keV des Compton des γ du groupe I (tableau I) ; comme ces Compton proviennent de γ qui suivent une capture K, il est nécessaire de soustraire les coïncidences Compton/X des coïncidences γ_{195} ou γ_{125}/X . On augmente ainsi beaucoup l'incertitude d'une mesure déjà peu précise par sa nature même ; on n'obtient donc pour η qu'un ordre de grandeur. Les mesures donnent des valeurs comprises entre 1,5 et 2, c'est-à-dire 65 p. 100 de capture K et 35 p. 100 de capture dans les couches supérieures. De ce rapport anormalement faible, il est difficile de déduire avec précision l'énergie de transition ; on peut cependant supposer que cette énergie est faible (fig. 9 et 10).

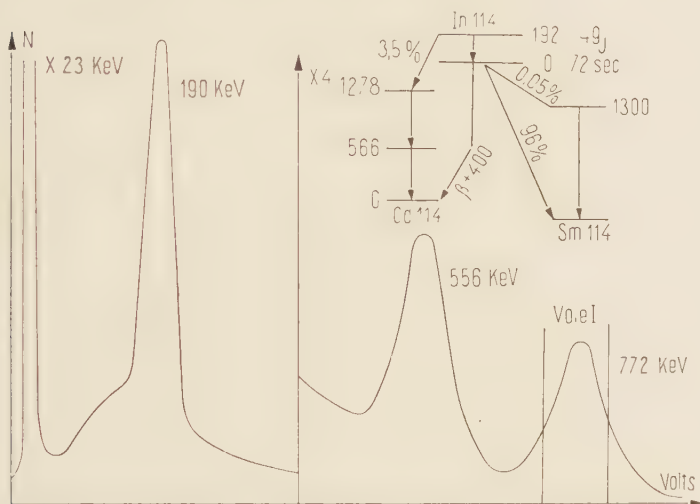


Fig. 11.

b) TRANSITION $\text{In } 114 \rightarrow \text{Cd } 114$. — Nous étudions l'état isomérique de 49 jours dont 3,5 p. 100 seulement des désintégrations donnent par capture K la cascade 722 keV/556 keV qui permet la mesure de η (fig. 11). Les coefficients de conversion de ces γ sont très faibles (rayonnement E_2 de haute énergie) et la conversion totale dans les couches K, L ... est certainement inférieure à 1 p. 100. Le principal facteur d'erreur est dû à l'incertitude du rendement ρ du cristal, pour des énergies de 556 et 722 keV. Nous avons mesuré ce rendement à l'aide de la source étalonnée de Cs 137 (c'est la source qui a été utilisée pour évaluer l'angle solide du spectromètre). Le spectre de cette source dans le cristal détecteur, donne directement le rendement pour le pic photoélectrique, de deux façons différentes : d'une part, en comparant le nombre de coups

comptés dans le pic photoélectrique, au nombre de γ dans l'angle solide sous-tendu par le cristal (le nombre de γ dans 4π étant connu), d'autre part, en mesurant le coefficient de conversion bien connu :

$$\alpha_K = \frac{N_X \rho}{\varpi N_\gamma}$$

d'où l'on tire :

$$\rho = \frac{\varpi \alpha_K N_\gamma}{N_X}$$

où N_X est la surface du pic relatif aux rayons X de 30 keV, $\alpha_K = 0,0976 \pm 0,005$ (61), $\varpi = 0,87$, enfin N_γ est le nombre de coups du pic photoélectrique du γ de 660 keV.

Ces deux mesures donnent :

$$\rho_{665} = 0,117.$$

On passe de ρ_{665} à ρ_{556} en utilisant le rapport $\frac{\rho_{665}}{\rho_{556}} = 0,91$ (Bell (25)).

On calcule ainsi $\rho_{556} = 0,146$.

L'indium 114 a été préparé par réaction (n, γ) à partir de l'indium 113 (4 p. 100 de l'In naturel). La source est obtenue en laminant le métal jusqu'à une épaisseur de 2/100 de millimètre. On calcule aisément, à partir du μ/ρ de l'In pour 24 keV, que l'auto-absorption dans la source est de 5 p. 100. La mesure des rayons X de 24 keV ne présente aucune difficulté particulière : on trouve $\eta = 3$, ce qui correspond à 75 p. 100 de capture K et 25 p. 100 de capture L, M, etc.

c) TRANSITION Eu 152 $\rightarrow$ Sm 152. — L'étude des isotopes 152 et 154 de l'euporium avait été entreprise dans un tout autre but que la mesure de η . Il n'existait pas alors, de schéma de désintégration satisfaisant pour ces deux radio-éléments. Une première étude avait montré des divergences importantes avec le schéma donné par Slattery et ses collaborateurs (50). Ayant repris ce travail avec des isotopes séparés provenant d'Oak Ridge, nous pensions pouvoir analyser séparément l'Eu 152 et l'Eu 154. A la même époque, O. Nathan et M. A. Waggoner (38) ont publié un article donnant un schéma très cohérent de l'Eu 152. Ces auteurs citaient d'autre part la thèse de F. S. Stephens non publiée, contenant un schéma de désintégration de l'Eu 154. Notre travail s'est donc borné à vérifier les schémas de Nathan et Waggoner et de confirmer certains points contestés (8) (27) (30) (38) (50) (fig. 12).

Lorsqu'on irradie l'euporium naturel (52,2 p. 100 Eu 153 + 47,7 p. 100 Eu 151) par des neutrons lents, on obtient trois radio-éléments : un Eu 152 de 9 heures, un Eu 152 de 13 ans et un Eu 154 de 16 ans. Les deux premiers donnent par capture K le Sm 152 et par β^- le Gd 152. L'Eu 154 donne essentiellement du Gd 154 par β^- . La section efficace

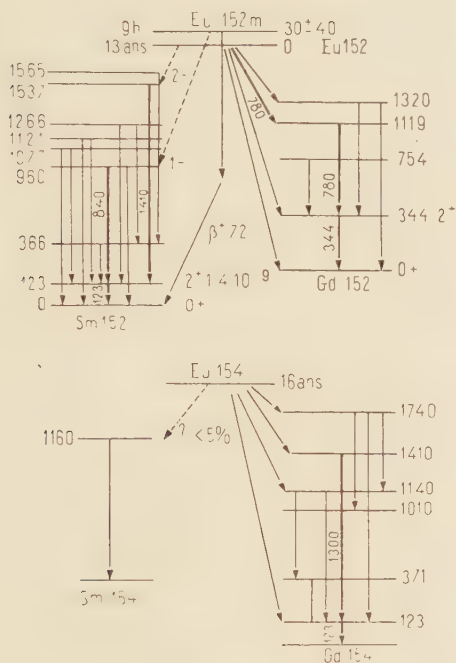


Fig. 12.

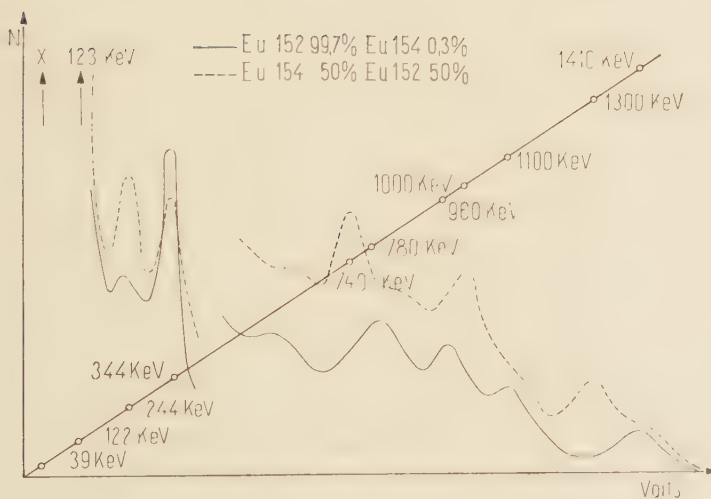


Fig. 13.

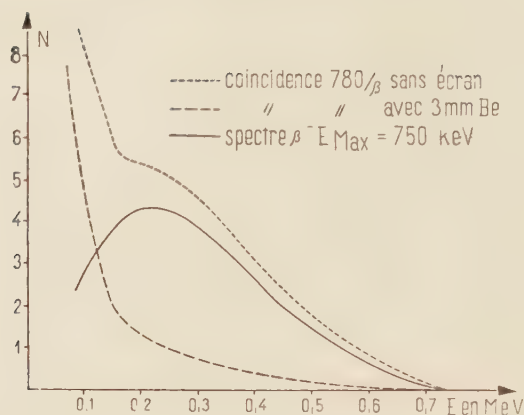


Fig. 14. — Transition Eu 152 → Gd 152. Spectre β (cristal de stilbène de 6 mm d'épaisseur) en coïncidence avec le γ de 780 keV.

de l'Eu 151 étant à peu près dix fois plus forte que celle de l'Eu 153, l'Eu 154 se présente comme une impureté de l'Eu 152. Il est possible de bien différencier l'Eu 154 de l'Eu 152 en utilisant des isotopes séparés (95 p. 100 Eu 151, 5 p. 100 Eu 153 et 95 p. 100 Eu 153, 5 p. 100 Eu 151) (fig. 13).

Les expériences de coïncidence γ/β^- , γ/e^- , γ/γ , nous ont permis de vérifier que :

1° le γ de 775 keV du Gd 152 est bien en coïncidence avec le spectre β ayant une énergie maximum de 740 keV (fig. 14 et 14 bis) ;

2° le coefficient de conversion (coïncidence 1 410/ e^-) du γ de 123 keV

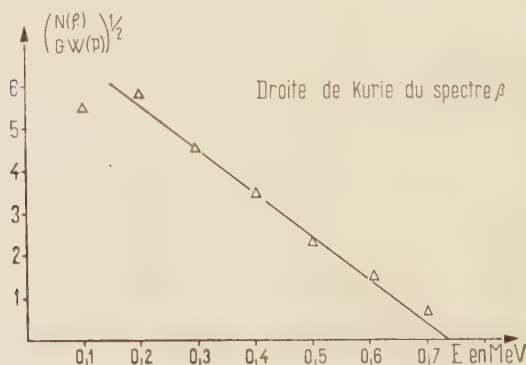


Fig. 14 bis. — Transition Eu 152 → Gd 152 droite de Kurie du spectre β de 750 keV.

du Sm 152, est égal à $0,35 \pm 0,1$ alors que les tables de Sliv donnent pour une transition E_2 de 123 keV, une valeur de 0,4 ;

3° le rayonnement de 1 410 keV du Sm 152 est en coïncidence uniquement avec le 123 keV et non pas avec le 123 keV et le 244 keV comme l'indiquent Bhattacharjee et al. (8).

Enfin, nous avons mesuré dans le Sm 152 les corrélations angulaires 1 410/123 keV (Eu 152, 16 ans) et 860/123 keV (Eu 152, 9 heures) ; elles permettent d'affirmer que le niveau de 1 537 keV a un spin de 2 et celui de 960 keV un spin de 1 (4).

Nous avons mesuré ces corrélations tant pour des sources solides que liquides. Dans le cas de sources solides (nitrate d'euporium), la corrélation est fortement atténuée ; on mesure une anisotropie :

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

très inférieure à l'anisotropie théorique. Les sources liquides (nitrate d'euporium en solution diluée) au contraire, donnent, aux erreurs d'expérience près, les valeurs calculées (tableau II).

TABLEAU II

Spin du niveau supérieur	Anisotropie théorique	Corrélation 1 410 keV/123 keV		Corrélation 860 keV/123 keV	
		solide	liquide	solide	liquide
0	1				
1	— 0,334			— 0,260	— 0,325
2	0,430	0,270	0,425		
3	— 0,338				
4	0,168				

On peut expliquer (25) l'atténuation de cette corrélation par une interaction entre la couronne électronique (très perturbée par la capture K) avec, soit le moment quadrupolaire, soit le moment magnétique du noyau. Quant un atome se désintègre par capture d'un électron K, la lacune créée dans cette couche se déplace très rapidement vers les couches externes. Le passage de la couche K à la couche L se fait le plus souvent par émission d'un rayon X (coefficient de fluorescence de 0,9 pour le Sm). A partir du niveau L, les transitions de couches en couches se font surtout par effet Auger ; lorsque la vacance du niveau a atteint en 10^{-15} seconde la couche extérieure elle est accompagnée

de 6 à 8 lacunes, provenant des électrons éjectés par effet Auger. La durée des lacunes de la couche externe n'est plus celle de l'émission Auger (il n'existe plus d'électrons disponibles), mais celle de la vie moyenne de radiation qui peut atteindre 10^{-8} seconde. Si la vie moyenne de l'état intermédiaire de la cascade n'est pas négligeable devant le temps de persistance des lacunes, les interactions entre les champs externes et le noyau peuvent atténuer considérablement l'anisotropie de la corrélation angulaire. L'importance de cette atténuation, pour tout état possédant une vie moyenne, dépend du temps mis par la

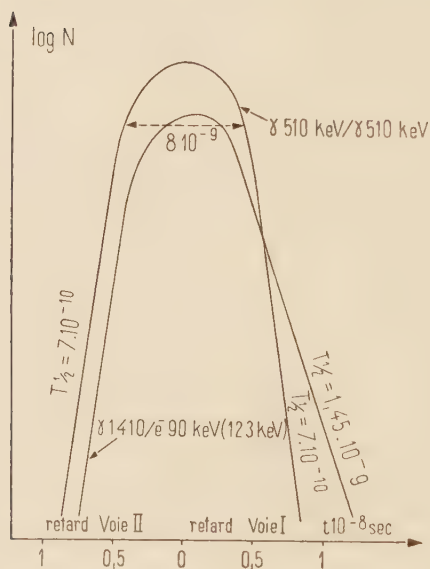


Fig. 15. — Transition Eu 152 $\rightarrow$ Sm 152. La courbe symétrique est un étalonnage utilisant les γ d'annihilation du Na 22 dans les cristaux d'INa (T1). La mesure de la vie moyenne est faite en utilisant un cristal 1 Na (T1) pour le 1410 keV et un cristal de stilbène pour les électrons de conversion du 123 keV du Sm 152.

couronne pour revenir à l'état stable. Dans le cas d'une capture K, cela correspond au temps nécessaire pour combler les lacunes de la couche externe, ce temps dépend du milieu où se trouve l'atome. Dans le cas d'un solide isolant (cristal ionique, par exemple le nitrate d'euprium), l'atome chargé, jouera le rôle d'une imperfection du réseau cristallin, ayant une vie moyenne supérieure à 10^{-8} seconde. Dans un métal, au contraire, le retour à l'état fondamental se fait dans un temps très court, inférieur à 10^{-12} seconde.

Pour un liquide, le temps de retour à l'état fondamental est intermédiaire entre 10^{-12} et 10^{-8} seconde, suivant les types d'interaction au sein du liquide. Si ce temps est inférieur à la durée de l'état excité intermédiaire, la corrélation angulaire ne sera pas perturbée.

La vie moyenne du niveau de 123 keV du Sm 152 a déjà été mesu-

rée (54) ; nous avons repris cette mesure par une méthode de coïncidences entre les γ de 1 410 keV détectés dans un cristal de I Na (Tl) et les électrons de 80 keV comptés dans un cristal de stilbène (fig. 15). On retrouve la valeur donnée par Sunyar : $1,4 \cdot 10^{-9}$ seconde.

Pour essayer de savoir si l'atténuation de la corrélation est bien due à la capture K, j'ai tenté de mesurer la corrélation angulaire 1 300 keV/123 keV dans le Gd 154 dont le niveau de 123 keV obtenu par désintégration β^- à partir de l'Eu 154 a une vie moyenne très voisine de $1,3 \cdot 10^{-9}$ seconde.

Malheureusement, malgré la séparation isotopique, il reste encore trop d'Eu 152 mêlé à l'Eu 154, ce qui rend difficile la séparation des γ de 1 300 et de 1 410 keV. On ne peut, dans ce cas, apprécier la corrélation avec une précision suffisante.

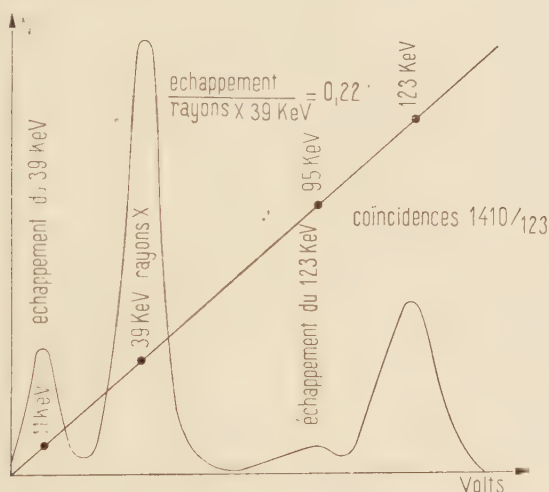


Fig. 16. — Transition Eu 152 $\rightarrow$ Sm 152.
Spectre des rayonnements en coïncidence avec le γ de 1 410 keV.

Mesure du rapport capture K/capture L + M + ... Cette mesure se rapporte à la transition Eu 152 (16 ans) vers le niveau de 1 533 keV du Sm 152. Ce niveau se désexcite par une cascade de deux γ de 1 410 et de 123 keV, que l'on sépare des autres γ de la désintégration en fixant le canal de la voie I sur le pic photoélectrique de 1 410 keV (fig. 16). Dans la voie II, la courbe en coïncidence avec la voie I montre : le pic de 123 keV, le pic d'échappement à 95 keV, la raie des rayons X de capture et de conversion à 39 keV et son pic d'échappement à 11 keV.

La mesure du coefficient de 123 keV en accord avec l'attribution d'un caractère E_2 à cette transition (1^{er} niveau excité d'un noyau pair-pair) nous a fait choisir comme valeur α_K le nombre publié dans les tables de Sliv :

$$\alpha_K = 0,4.$$

Pour cette transition, les tables de Rose nous donnent :

$$\frac{K}{L} = 1,05$$

toutes corrections faites, on trouve :

$$\eta = 3,6$$

ce qui correspond à 78 p. 100 de capture K et 22 p. 100 de capture L + M +

Nous avons aussi mesuré le rapport η pour la transition Eu 152 9 heures vers le niveau de 960 keV du Sm 152, par la méthode des coïncidences X/ γ , X. Les résultats peu précis donnent cependant un ordre de grandeur pour η de 4,5, ce qui correspond à 82 p. 100 de capture K et 18 p. 100 de capture L + M +

TABLEAU III

Éléments	Période	L/K = $\frac{1}{\eta}$	E en keV	log ft	Références
A 37	34,1 j	0,087	819	5,03	I
K 40	1,310 ⁹ ans	1,35	(19)	1 333	I
Zn 65	250 j	0,22	225	5,94	+
Ge 71	11,4 j	0,106	237	4,37	I
Se 75	127 j	0,20		6,1	+
Kr 79	34,5 h	0,27	1 618	(5,4)	I
Rh 101	10 ans	0,57			+
Pd 103	17 j	0,120		(5,7)	I
Cd 109	470 j	0,28	(73)	(5,1)	I
In 114	49 j	0,33	334	7,5	+
I 125	60 j	0,23	(108)	(5,8)	I
Cs 131	9,6 j	0,160			I
Ba 133	9,5 ans	9	(40)	(5,6)	I
Eu 152	9 h	0,22	780		+
Eu 152	13 ans	0,28	163	8,5	+
Gd 153	230 j	0,70	(83)	(5,4)	
W 181	140 j	0,83		(6,4)	I
Os 185	97 j	0,35	(100)	(7,3)	I
		1,08	à 1 000		3
Au 195	180 j	0,58		(6,9)	I
Tl 202	12,5 j	0,70	(150)	(5,33)	I
At 211	7,5 h	0,14	(200)	(5,9)	2
Np 235	410 j	36		(6,5)	2

Comparaison avec les mesures antérieures. — Nous avons réuni dans le tableau III les résultats expérimentaux des rapports capture L/capture K. On remarque que les rapports mesurés par une méthode de coïncidence sont en général plus élevés que les autres. Ceci tient en partie au fait que les captures mesurées par cette méthode se font vers des états excités et ont donc en moyenne moins d'énergie disponible que les captures se faisant vers le niveau fondamental. On peut dire que l'application de la méthode des coïncidences sélectionne les captures de faible énergie et ont, par là même, des rapports L/K élevés.

Les chiffres marqués entre parenthèses sont ceux calculés à partir des mesures L/K.

On retrouvera les nombreuses références relatives aux mesures du tableau dans les travaux suivants :

1. B. L. ROBINSON et R. W. FINK, *Rev. Mod. Phys.*, octobre 1955, **27**, 4, 424.
 2. R. W. HOFF et J. O. RASMUSSEN, *P. R.*, 1^{er} janvier 1956, **101**, 1, 280-282.
 3. A. BISI, E. GERMAGNOLI et L. ZAPPA, *Nuo. Cim.*, août 1957, **6**, 2, 293-303.
- + présent travail.

Montage des cristaux détecteurs. — La mesure des rapports capture K/capture L est basée sur la détection par des cristaux de rendement élevé (INa (Tl)) des rayons X de capture. L'iodure de sodium, très hygroscopique, doit être protégé de l'atmosphère extérieure par une enveloppe (fig. 17).

Les cristaux fournis par l'industrie présentent des parois de 5/10 à 1 mm d'aluminium qui donnent une absorption notable pour les rayons X à partir de 20 keV. Pour éviter ces fenêtres épaisses, nous avons monté, au laboratoire, toute une série de cristaux d'INa (Tl) de la façon suivante : ces cristaux livrés bruts de sciage, par la maison Harshaw Chemical Co. sont débarrassés de leur gangue hydratée et

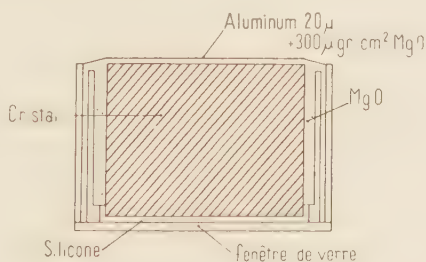


Fig. 17.

passés, sur toutes les faces, au papier de verre n° 1 F. La face qui doit être polie est passée successivement au papier 0 puis 00 (il est inutile d'employer des papiers à grain plus fin, le poli n'étant pas amélioré). On termine le polissage sur un papier « légèrement » ⁽¹⁾ imbibé d'acétone

(1) Un peu d'habitude permettra d'apprécier ce que l'on peut appeler « légèrement ».

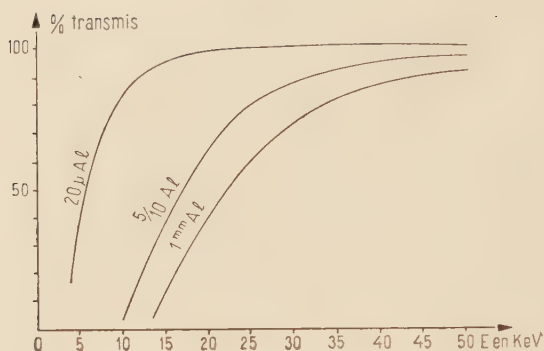


Fig. 18.

anhydre. Les cristaux sont alors montés dans une boîte cylindrique fermée par un disque de verre collé à l'araldite à froid. La face d'entrée du rayonnement est constituée par une feuille d'aluminium de $20\ \mu$ d'épaisseur soigneusement mirée pour vérifier l'absence de trou.

La diffusion de la lumière sur les parois de la boîte est assurée par de la magnésie déshydratée ; et la feuille d'aluminium, qui constitue la fenêtre d'entrée est recouverte d'une fine couche de magnésie, obtenue en exposant cette feuille à de la fumée de magnésium en train de brûler. On obtient ainsi des dépôts diffusant, de l'ordre de $300\ \mu\text{g}$ par centimètre carré.

Enfin, le contact optique entre cristal et fenêtre de verre est assuré

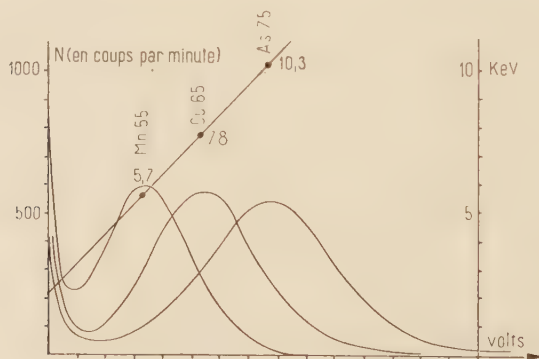


Fig. 19. — Pics photoélectriques de photons X de basse énergie. On remarque que la transition $\text{Fe } 55 \rightarrow \text{Mn } 55$ ne comporte pas d'autre rayonnement ; dans les transitions $\text{Zn } 65 \rightarrow \text{Cu } 65$ et $\text{Se } 75 \rightarrow \text{As } 75$ il existe au contraire des γ de haute énergie (1,1 MeV, 402 keV).

par de l'huile silicone épaisse (10^6 centistokes). Des cristaux ainsi montés sont en service au laboratoire depuis quatre ans et ont donné toute satisfaction à leurs utilisateurs (A. Michailowicz, *Thèse Paris* 1956 et H. Vartapetian, *Thèse Paris* 1957).

Toutes ces opérations sont exécutées dans une boîte à gants en légère surpression, alimentée par de l'air comprimé desséché sur Cl_2Ca puis sur P_2O_5 . On peut dans cette boîte à gants conserver des cristaux polis ou des lamelles clivées pendant des jours sans aucune altération visible, alors qu'un séjour de quelques minutes dans l'air humide des laboratoires les ternirait irréversiblement.

L'absorption dans la fenêtre de ces cristaux a été mesurée pour les énergies suivantes (fig. 18) :

- 5,7 keV (rayons X du Mn 55) ;
- 7,8 keV (rayons X du Cu 65) ;
- 10,3 keV (rayons X de l'As 75) (fig. 19).

Les autres points de la figure 18 sont calculés à partir des μ/ρ donnés par C. M. Davisson (13).

CHAPITRE III

Mesure des coefficients de conversion par les coïncidences α/e^- et α/γ .

La mesure des coefficients de conversion par la méthode des coïncidences γ/γ et γ/X se heurte à un certain nombre de difficultés qui en limitent forcément la précision. C'est surtout l'efficacité du cristal pour les énergies moyennes supérieures à 70 keV, par exemple) qui introduit l'erreur principale. Cette efficacité est, en effet, connue au mieux à 10 p. 100 près. D'autres causes d'erreur moins importantes sont l'absorption des rayons X dans la source et dans les écrans placés entre la source et le cristal. Pour les énergies où cette absorption joue peu — au-dessus de 30 keV — on doit tenir compte de l'échappement des rayons X de l'iode, correction qui peut atteindre 15 p. 100 et est connue avec une précision de l'ordre de 10 à 20 p. 100. Enfin, tous les calculs qui font intervenir les rayons X contiennent le coefficient de fluorescence relatif au nombre atomique du noyau considéré. Ce coefficient, assez bien connu pour les couches K, introduit cependant une erreur supplémentaire. On a vu pour le Rh et l'Eu que l'on peut pallier un certain nombre de ces erreurs en mesurant directement le nombre d'électrons émis. Cependant, quand le détecteur utilisé est un cristal de stilbène, on ne peut espérer — surtout pour les énergies comprises entre 80 et 300 keV — avoir de belles raies qui permettraient des cal-

cules précis. On ne peut d'autre part, séparer réellement les raies K des raies L, ce qui implique l'utilisation des tables de Rose pour les rapports K/L (ces rapports ne sont calculables que si la nature du rayonnement étudié est bien connue). On a donc pensé utiliser, pour la détection des électrons, le spectromètre à champ uniforme construit par M. Dick, au laboratoire Curie. Le principe de la mesure est le suivant : on va dénombrer les états excités en comptant les transitions qui arrivent sur cet état, que ce niveau soit peuplé par des transitions α , β ou γ . Le rendement du premier détecteur importe peu, puisque le circuit de coïncidence commandé par ce détecteur ne s'ouvre que lorsqu'on compte un coup et qu'on est alors sûr d'avoir un état excité dans la source. Cet état se désexcite en émettant soit un γ qui n'est pas compté, soit un électron de conversion ; dans ce cas — si Ω en pour-cent est l'angle solide du spectromètre β — on a Ω chances de compter cet électron (le rendement de comptage pour les électrons est de 1). Le coefficient de conversion sera donné par :

$$\alpha = \frac{N_e \Omega}{N - N_e \Omega}$$

où N_e est le nombre d'électrons comptés et N le nombre de noyaux formés dans l'état excité (nombre d'ouvertures du circuit de coïncidence). On calcule ainsi le coefficient de conversion total dans toutes les couches ; il est évident que pour un coefficient de conversion partiel, on devra écrire :

$$\alpha_{i1} = \frac{N_{e_{L_1}}/\Omega}{N - \frac{N_{e_K} + N_{e_{L_1}} + N_{e_{L_2}} + N_{e_{L_3}} + \dots}{\Omega}}$$

où N_K , $N_{e_{L_1}}$, $N_{e_{L_2}}$, ... sont les électrons correspondant aux conversions dans les couches K, L_1 , L_2 , ... La conversion diminuant à partir de la couche K, on pourra négliger les couches d'un ordre supérieur (on verra que pour la transition de 40 keV du Tl 208, il faut aller jusqu'à la couche O, alors que pour la transition de 353 keV du Tl 207, il suffit d'aller jusqu'à la couche M seulement).

L'ouverture du circuit doit correspondre à l'état excité que nous étudions, ce qui limite considérablement la méthode ; celle-ci exige donc une connaissance exacte du schéma de désintégration et surtout que l'on puisse séparer complètement la branche qui peuple l'état excité étudié.

Examinons les trois cas de peuplement d'un niveau :

a) **L'état excité est alimenté par une désintégration β .** — La méthode ne pourra être utilisée que si la transition β considérée est la plus énergétique du schéma ; c'est le seul cas, en effet, où nous puissions séparer complètement les électrons d'un spectre β des autres transi-

tions β du schéma : on ne pourra par exemple mesurer le coefficient de conversion de γ_2 par des coïncidences β ($E_2 > \text{à } E_1$)/ e^- (de γ_2) que s'il n'existe pas de transition vers le niveau fondamental qui aurait naturellement $E_3 > \text{à } E_2$. Dans ce schéma, γ_1 échappe à la méthode sauf si β_1 et β_2 n'existent pas.

b) L'état excité est alimenté par une transition γ .

— Pour la même raison que précédemment (nécessité d'isoler complètement les γ comptés correspondant à l'état excité étudié des autres γ) il faut que le γ de peuplement soit le plus énergétique du schéma de désintégration ou, tout au moins, que l'on puisse soustraire avec exactitude le fond Compton des γ plus énergiques. C'est-à-dire, connaître dans le nombre d'ouvertures du circuit de coïncidence la proportion exacte des ouvertures correspondant au γ indiqué. Dans la figure 18 bis l'étude de γ_2 ($E\gamma_2 < E\gamma_1$) est possible en ouvrant le circuit avec les coups correspondant au pic d'énergie maximum de γ_1 .

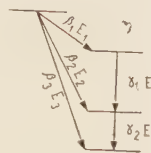


Fig. 18 bis.

c) L'état excité est alimenté par un α . — C'est un cas de structure fine ; on ne peut dans les détecteurs employés séparer les diverses composantes de cette structure. L'ouverture du circuit est obtenue pour tous les α de la transition et le nombre exact d'ouvertures correspondant à un état excité est donné par le rapport de structure fine conduisant à l'état considéré. L'erreur introduite par l'utilisation de ces rapports est faible car ils sont en général connus avec une bonne précision. Dans le cas où il existe plusieurs corps en filiation, on devra naturellement séparer le groupe α étudié d'autres groupes α plus ou moins énergiques ou des spectres β . Cette séparation est généralement assez facile.

Voici les différentes raisons pour lesquelles nous avons choisi d'appliquer cette méthode dans le troisième cas (peuplement par α) :

PRIMO. — Les sources utilisées sont les dépôts actifs du thorium et de l'actinium. Ces dépôts donnent des sources bien définies géométriquement, de répartition uniforme, presque exemptes de matière. Le laboratoire est particulièrement bien outillé pour leur préparation.

SECUNDO. — Les structures fines α sont bien connues, au moins pour les transitions étudiées, transition de 40 keV du dépôt actif du thorium et transition de 353 keV du dépôt actif de l'actinium.

TERTIO. — Les transitions γ sont des transitions M_1 (ceci est vérifié par la valeur des coefficients de conversion et dans le cas de la transition de 40 keV du dépôt actif du Th par le rapport $L_1/L_2/L_3$). La mesure exacte du coefficient de conversion permettrait de vérifier les effets des

dimensions nucléaires sur ces coefficients, effets qui ne sont importants que pour les noyaux lourds et les transitions M_1 .

Les premiers calculs théoriques de coefficients de conversion par M. E. Rose et ses collaborateurs ne tenaient pas compte des dimensions du noyau, considéré comme un point. Le fait que les charges nucléaires sont réparties sur un volume fini L. A. Sliv (51, 52, 53) introduit deux types de corrections supplémentaires dans les calculs : dans la première correction interviennent les changements de « répartition » radiale de la fonction d'onde de l'électron pour l'état final et initial ; la deuxième tient compte du fait que l'électron de la couronne peut pénétrer dans le noyau et implique, pour mener à bien les calculs, de se fixer un modèle nucléaire. Le premier type de correction, calculé d'abord par Sliv, a été repris par Rose (40) qui a dressé les tables des coefficients de conversion dans les couches K, L_1 , L_2 , L_3 , selon les données suivantes :

La charge est uniformément répartie dans tout le volume nucléaire ; le noyau est une sphère de rayon bien défini : $R = 1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm. Les calculs sont faits en prenant un modèle où l'électron ne pénètre pas dans le noyau, c'est-à-dire sans tenir compte de la structure nucléaire.

La comparaison entre les premières tables de Rose et les tables corrigées montre que seuls sont diminués de façon importante (jusqu'à 50 p. 100) les coefficients correspondant aux transitions M_1 , ceci d'autant plus que les noyaux sont plus lourds. La mesure du coefficient M_1 dans les noyaux lourds permet donc de vérifier les corrections apportées par les dimensions finies du noyau ; d'autre part, si les coefficients mesurés diffèrent des coefficients calculés, on pourra chercher quelles sont les structures nucléaires qui redonneraient un accord avec la théorie. Les calculs de Church et Weneser (12) offrent la possibilité d'apprécier ces effets dynamiques en fonction d'un paramètre λ relié à $\beta_1 K$ (coefficient de conversion dans la couche K pour un M_1) par :

$$\beta^K(\lambda) \sim [1 - (\lambda - 1)C(Z, k)]_{\beta_1 k}^2$$

le coefficient $C(Z, k)$ est tabulé pour des k de 0,2 à 4 (énergie de la transition en mc^2) et les Z de 40, 55, 70, 85 et 100, $\beta_1 K$ étant le coefficient calculé des tables de Rose.

Méthode expérimentale. Le spectromètre β est du type solénoïdal à champ uniforme sans fer. L'avantage de ce type est de donner un bon pouvoir séparateur (1 p. 100) pour une luminosité élevée (3 p. 100). Pour que ce spectromètre puisse être utilisé de façon efficace, en coïncidence, il faut que le rapport entre le nombre de coïncidences fortuites et le nombre de coïncidences réelles, égal à :

$$\frac{2\tau N^2 \Omega_1 \Omega_2}{N \Omega_1 \Omega_2} = 2\tau N$$

reste faible, si possible inférieur à 1 p. 100. Dans ce rapport, N est le

nombre de désintégrations par seconde dans la source Ω_1 et Ω_2 les angles solides des détecteurs et 2τ le temps de résolution du circuit. N'étant forcément élevé (de l'ordre de $3 \cdot 10^5$ coups par seconde), il est nécessaire de prendre pour 2τ des valeurs de 2 à $3 \cdot 10^{-8}$, valeurs que l'on ne peut obtenir qu'avec des compteurs à scintillation (au lieu de compteurs Geiger utilisés jusqu'ici).

L'utilisation des compteurs à scintillation est toujours délicate en présence de champs magnétiques ; elle se complique ici du fait que, pour ce type de spectromètre, le champ est particulièrement ouvert. Pour cette raison et pour des raisons mécaniques — difficulté du montage à l'intérieur de la caisse à vide — les photomultiplicateurs ont été placés aussi loin que possible du champ magnétique intense.

Les scintillateurs de comptage ont eux une position bien définie dans l'appareil, soit directement derrière les diaphragmes, pour les électrons, soit directement derrière la source pour les α . La liaison entre scintillateur et photomultiplicateur est assurée par des guides de lumière en plexiglas.

Le cristal détecteur d'électrons est une pastille d'anthracène de 2 mm d'épaisseur et de 25 mm de diamètre, placée au bout d'un guide de lumière dont la forme a été étudiée spécialement pour récolter et retransmettre le maximum de lumière. Ce guide, de 50 cm de long, en plexiglas spécial, taillé dans la masse, ne comporte pas de plan de collage. Il est nécessaire, après l'avoir poli sur le tour, d'achever le polissage à la main ; on reste sans cela très en deçà des possibilités maximum. Le guide se termine par une face plane, collée par de l'huile silicone sur la photocathode d'un photomultiplicateur EMI 6262. Ce type de tube à dynodes persiennes est assez peu sensible au champ magnétique, on a ainsi évité le blindage par du μ -métal. Ce montage représente une perte de lumière de l'ordre de 40 p. 100 (mesurée en collant un cristal de INa (Tl) , excité par une source de Cs 137 , sur la photocathode, puis au bout du guide et en comparant les hauteurs en volts des photopies). Le bruit de fond de ces tubes étant très bas, on peut facilement séparer, dans le cas d'un cristal de INa (Tl) une raie de 15 keV. Pour les électrons de 24 keV du dépôt actif du thorium, il est nécessaire, si l'on veut ne pas en perdre, de discriminer assez bas, c'est-à-dire de pénétrer franchement dans le bruit de fond du tube. Nous verrons que les taux de comptage ainsi obtenus sont encore très raisonnables et ne donnent pratiquement pas de coïncidences fortuites.

Le détecteur α est monté de façon identique ; c'est un disque de scintillateur plastique très mince — de l'ordre de 5/100 de mm — collé directement au bout du guide de lumière. Ce guide, de 96 cm, un peu plus long que l'autre (à cause du sasse d'entrée de la source) est placé à l'intérieur du support-source ⁽¹⁾. Les pertes de lumière dans ce guide

(1) Le guide est centré par des anneaux de téflon et l'étanchéité au vide est assurée par un joint torique écrasé entre le bâti et le guide.

sont de l'ordre de 50 p. 100. Un essai de refroidissement des tubes en vue de diminuer le bruit de fond s'est avéré inutile et a été abandonné pour l'instant.

Dans ses grandes lignes, le montage est celui représenté figure 20. Derrière la source, un compteur α (angle solide 20 p. 100) commande la voie I d'un circuit de coïncidence rapide/lent. Les électrons émis par la source dans un angle solide de 3,5 p. 100 sont comptés après focalisation dans le spectromètre par le compteur β qui commande la voie II

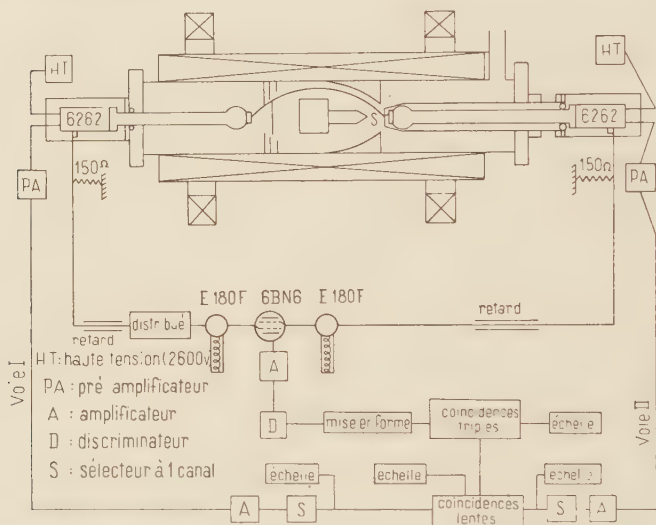


Fig. 20. — Bloc-diagramme de l'appareil de coïncidence α /électrons de conversion.

du circuit de coïncidence. α et β sont amplifiés et discriminés dans les voies lentes du circuit et la résolution en temps des coïncidences est donnée par la voie rapide. Le comptage des coïncidences entre voie lente et voie rapide nous donne donc les événements correspondant à une désintégration α d'une énergie donnée, suivis dans un temps inférieur à $2 \cdot 10^{-8}$ seconde, de l'émission d'un électron dont l'énergie est définie par le spectromètre β .

Circuit électronique associé. — Ce circuit a été particulièrement étudié pour être stable vis-à-vis d'un nombre de coups variable avec le temps dans chaque voie. On est, en effet, amené, surtout pour le dépôt actif de l'actinium, à étudier la source pendant plusieurs périodes (36 minutes); on enregistre ainsi des nombres de coups dans les circuits de coïncidence variant dans un rapport de 1 à 30.

Circuit rapide. — La sortie se fait sur l'anode du photomultiplicateur, directement sur l'impédance du câble, $150\ \Omega$. Les retards dans l'une ou l'autre voie sont introduits sous forme de sections de câble de 1 m (retard de 1 m de câble $150\ \Omega$: $4 \cdot 10^{-9}$ seconde). La voie qui

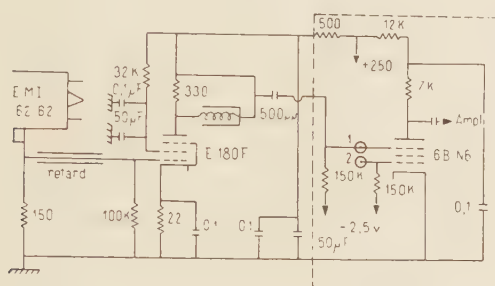


Fig. 21. — Circuit rapide de mise en forme et de coïncidence.

compte les électrons contient un amplificateur distribué Hewlett Packard qui donne un gain de 5 et une bande passante de 200 mégacycles. Les impulsions sont mises en forme sur une ligne court-circuitée, fermée sur son impédance caractéristique — ici $330\ \Omega$ — qui sert de charge de plaque à une E 180 F. La ligne est formée par 2 cm de câble $1\ 000\ \Omega$ l'impédance réduite à $330\ \Omega$ provient du fait que la ligne n'est pas infi-

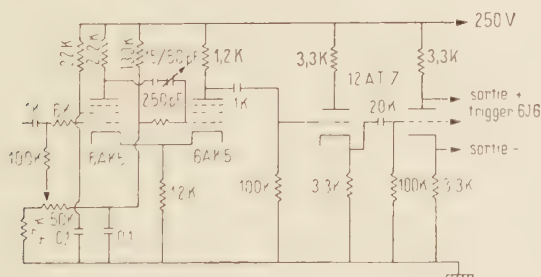


Fig. 22. — Circuit lent de mise en forme.

nie). Les impulsions attaquent alors les deux grilles d'une 6 BN 6 (fig. 21). Les coïncidences sur la plaque sont amplifiées par une cellule contre-réactionnée de trois lampes et discriminées par une 404 A (58). Ces coïncidences rapides seront, soit comptées directement (fig. 22), soit envoyées au circuit de triple coïncidence. Les voies lentes intro-

duisent un retard systématique de l'ordre de $3 \mu\text{s}$ inhérent au circuit des discriminateurs. Pour diminuer les coïncidences fortuites dans ce circuit on est amené à introduire un retard identique dans les coïncidences rapides, ce qui est réalisé dans le circuit de la figure 23. Dans ce circuit, les impulsions sortant du discriminateur 404 A sont inversées (CV 138), mises en forme par un trigger ($2 \times 6 \text{ AK } 5$) qui attaque une double triode donnant une sortie positive, une négative (pour le comptage des rapides) et une impulsion envoyée vers les triples. Cette impulsion différenciée attaque un trigger en positif (6 J 6) dont le temps

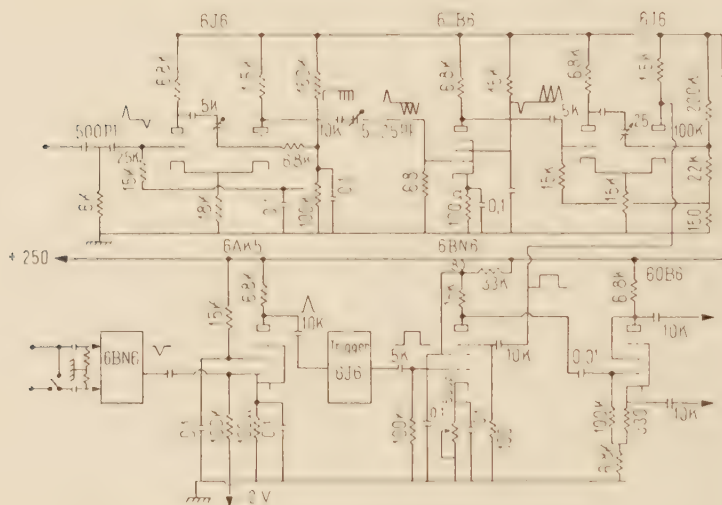


Fig. 23. — Circuit lent : retard variable (1 à $10 \mu\text{sec}$), mise en forme et coïncidences lentes.

de déclenchement t est variable. L'impulsion de sortie I rectangulaire, différenciée et inversée (6 CB 6) attaque un trigger en positif. Ce trigger ne fonctionne que sur l'impulsion correspondant à la partie descendante de l'impulsion I, c'est-à-dire décalé du temps t par rapport à l'impulsion initiale. On attaque une des grilles d'une 6 BN 6, l'autre étant reliée au circuit de coïncidence lente. Ce circuit se compose de trois éléments : une 6 BN 6 (dont les deux grilles sont reliées directement aux discriminateurs des deux voies lentes), une inverseuse (6 AK 5), enfin une mise en forme par un trigger positif. On arrive ainsi à avoir un temps de résolution pour les coïncidences lentes de l'ordre de $2\tau = 10^{-6}$.

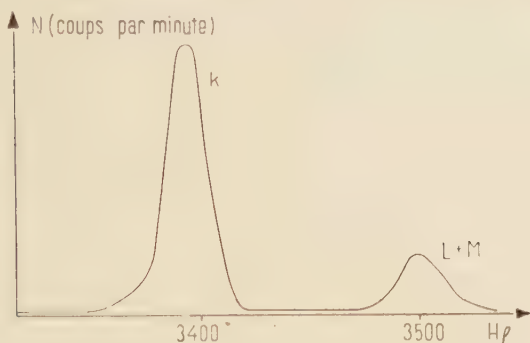


Fig. 24. — Spectre au spectromètre β des électrons de conversion du Cs 137.

Angle solide du spectromètre. — Il est un point important que nous devons étudier ici : la mesure de l'angle solide du spectromètre.

Remarquons tout d'abord que, pour les spectromètres à champ uniforme, sans fer, le champ est directement proportionnel au courant ; l'angle solide est indépendant de l'énergie des électrons mesurés et ne dépend que de l'ouverture des diaphragmes. On peut en principe

calculer l'angle solide d'un tel spectromètre en connaissant les dimensions géométriques de l'appareil. Il existe, malheureusement, un certain nombre d'obstacles sur le trajet des électrons (fil de support de l'écran axial, barre maintenant le diaphragme central en position) dont l'évaluation implique une certaine erreur. Nous avons mesuré cet angle solide d'une façon plus directe, en réalisant une source de Cs 137 sans entraîneur, de 2 mm de diamètre, sur de l'aluminium de $1\ \mu$ d'épaisseur, préparée par évaporation sous vide. La source ainsi obtenue est parfaitement centrée et son aspect au microscope est très homogène (ceci est confirmé par le fait que les raies

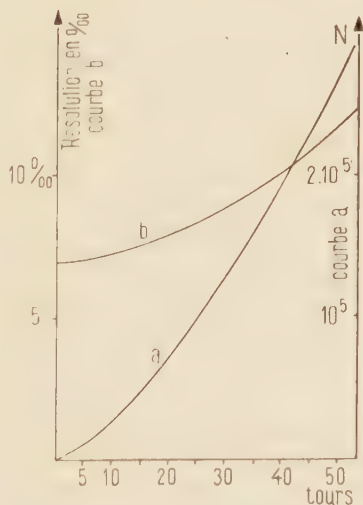


Fig. 25.

obtenues ont une largeur à mi-hauteur qui correspond aux données théoriques du spectromètre. On a tracé avec le spectromètre β , pour

différentes ouvertures du diaphragme, les raies K et L + M (fig. 24) et porté sur la figure 25 (courbe *a*) le nombre de coups comptés et la largeur à mi-hauteur en fonction de l'ouverture du diaphragme (courbe *b*).



Fig. 26. — Spectre au spectromètre à scintillation (cristal de stilbène de 6 mm d'épaisseur) des électrons émis par le Cs 137.

Le diaphragme central qui définit l'ouverture est vissé dans le bloc des diaphragmes extérieurs ; l'ouverture est comptée en nombre de tours : 10 tours correspondant à un déplacement de 1 mm suivant l'axe du spectromètre.

Puis la même source a été mesurée en électrons dans un angle défini géométriquement (fig. 27). Le détecteur est dans ce cas un cristal de stilbène de 6 mm d'épaisseur ; la raie électronique qui comprend K + L + M est bien détachée du spectre continu (fig. 26).

Elle permet une bonne approximation (1 p. 100 près) du nombre d'électrons compté dans l'angle solide défini par la distance de la source à un diaphragme posé sur le cristal, pour éviter les effets de bord dans le détecteur. Les mesures ont été faites pour trois distances (89,4, 44,4 et 28,4 mm) et pour les diaphragmes 10, 20, 30 mm de diamètre. Ces neuf mesures diffèrent entre elles de moins de 1 p. 100. Il est nécessaire de soigner particulièrement le tracé des courbes : le fait que la raie L + M se superpose à la raie K risque de la déformer, ce qui rend difficile sa séparation du spectre continu. On a donc opéré de deux façons, en traitant la raie expérimentale soit comme une raie simple, soit comme



Fig. 27.

une raie composée. Connaissant d'une part le rapport $K/L + M$ — grâce à la mesure au spectromètre — d'autre part, l'énergie de la raie $L + M$, on soustrait cette dernière de la raie expérimentale avant de la séparer du spectre continu. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont cohérents (moins de 1 p. 100 de différence). On a donc admis que l'angle solide du spectromètre était connu avec une erreur maximum de 2 p. 100.

Ces mesures nous donnent le nombre N_e d'électrons $K + L + M$ de la source de Cs 137, dans un angle solide de 4π ; on obtient pour N_e

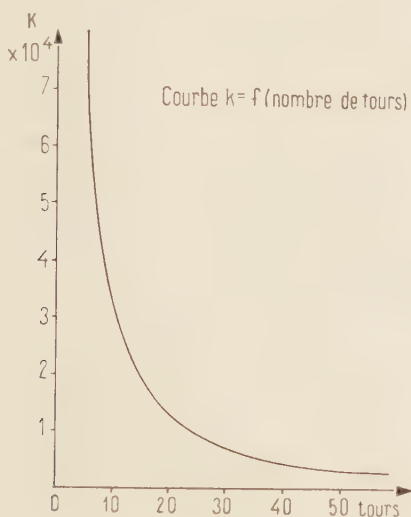


Fig. 28.

la valeur de 995 000 coups par minute et le nombre d'électrons K à partir du rapport $K/L + M$ (24) $(N_e)_K = 815\,000$ c/m.

En définitive, connaissant l'intensité de la source de Cs 137 dans 4π , on calcule le facteur K qui permet de passer du nombre d'électrons mesurés dans le spectromètre, au nombre d'électrons dans 4π , en fonction de l'ouverture du spectromètre.

La mesure du nombre d'électrons contenu dans une raie donnée, se fait alors très simplement en intégrant directement cette raie suivant la formule :

$$(N_e)_{4\pi} = K \frac{\Sigma(\text{des coups montés}) \times (\text{intervalle en Hp entre 2 mesures})}{\text{Hp (correspondant au sommet de la raie)}}$$

le facteur K étant lu sur la courbe de la figure 28 où il est porté en fonction de l'ouverture du spectromètre mesuré en nombre de tours.

on a effectué les mesures en gardant constant le nombre de rayons α dans la voie I. Cette « horloge α » est d'autant plus précieuse que la période est plus courte ; elle a permis dans le cas du dépôt actif de l'actinium — 36 minutes — de simplifier beaucoup les calculs. Dans la voie II, sur le spectre en coïncidence, on distingue facilement les raies L_1 , L_2 , L_3 , M et N + O (fig. 32).

Les électrons de la raie L_1 de 24,5 keV sont difficiles à séparer complètement du bruit de fond du photomultiplicateur. Pour être sûr de ne perdre aucun de ces électrons, on fait des mesures en diminuant le seuil

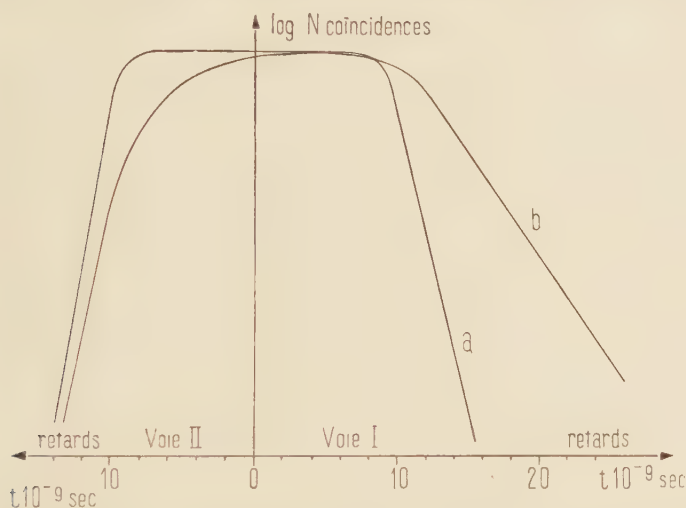


Fig. 30. — Courbes de résolution (circuit très ouvert) obtenues avec le dispositif de la figure 20 pour les coïncidences : a) α /électrons de haute énergie (268 keV) ; b) α /électrons de basse énergie (24,5 keV).

de discrimination progressivement jusqu'à ce que le taux de coïncidence α/e_{L_1} reste constant ; on est ainsi assuré de compter tous les électrons L_1 et *a fortiori* les électrons plus énergiques des couches L_2 , L_3 , etc. Malgré l'utilisation d'un amplificateur distribué dans la voie II, il était à craindre que le temps de montée des impulsions soit tel que l'on n'arrive pas à obtenir un rendement de coïncidence égal à 1. Pour en être sûr, on a tracé, dans des conditions identiques (fig. 30) les courbes de résolution α/L_1 (24,5 keV), α/M_1 (36,1 keV) de la transition de 40 keV du Tl 208 et α/K (268 keV) de la transition de 353 keV du Tl 207 (dépôt actif de l'actinium). La forme des courbes de résolution $\alpha/36$ et $\alpha/258$ keV (courbe a, nous indique que le rendement de coïncidence est égal à 1 (sommet des courbes rigoureusement plat). Il n'en est pas de même pour la courbe de résolution α/L_1 (courbe b).

Dans le cas où le rendement de coïncidence n'est pas égal à 1, on peut soit calculer ce rendement au maximum de la courbe de résolution, soit remarquer que les fluctuations du photomultiplicateur, de l'électronique et du temps d'apparition du premier photo-électron n'ont pour seul effet que d'étaler les courbes de résolution sans en changer la surface (43). Cette surface étant une constante de l'ouverture du circuit, on peut la mesurer, les canaux des voies I et II étant fixés sur les raies correspondantes. On introduit d'ailleurs un autre facteur de correction, voire le rapport entre la partie de la raie prise dans le canal et la totalité de cette raie. Dans le cas présent, on voit sur la forme de la courbe (fig. 30) que, si le rendement n'est pas égal à 1, il n'en est certainement pas très éloigné : il s'en écarte au plus de 10 p. 100, le sommet étant relativement plat). On a donc décidé de calculer la perte de rendement au sommet, plutôt que de tracer les courbes de résolution en totalité.

La méthode de calcul indiquée d'une part dans une publication antérieure (15), de l'autre par M. Dick (*Thèse Paris* 1950) a déjà été appliquée dans des conditions expérimentales différentes à des coïncidences rayons X de 20 keV/rayons γ de 125 keV (43).

Calcul du rendement de coïncidence. — Dans le cas de deux détecteurs à scintillation liés à un circuit de coïncidence, l'ouverture du circuit est déclenchée par l'apparition des électrons correspondant au premier photo-électron. La probabilité, pour que le premier photo-électron apparaisse dans le premier détecteur est :

$$P = \frac{1}{\tau_1} e^{-\frac{t_1}{\tau_1}}$$

où t est le retard introduit entre le détecteur et le système de coïncidence et τ_1 la vie moyenne d'apparition du premier photo-électron donnée par la formule de Post et Schiff (41) :

$$\tau_1 = \frac{\tau}{R} \left(1 + \frac{1}{R} \right)$$

(où τ = vie moyenne de scintillation ;

R = nombre total de photo-électrons).

Dans le second détecteur, on aura une formule analogue avec $\tau_2 \approx \tau$, car le nombre total de photo-électrons libérés dans un détecteur dépend de l'énergie perdue par le rayonnement dans celui-ci.

La probabilité d'avoir une coïncidence dans le circuit sera la somme de deux probabilités : d'une part, celle d'avoir dans la voie I un signal au temps t_1 suivi, dans un intervalle de temps $t_1 + \Delta t$, d'un signal dans la voie II ; d'autre part, celle d'avoir un signal au temps t_2 suivi d'un signal dans l'intervalle de temps $t_2 + \Delta t$ dans la voie I. L'intervalle

de temps $(t, t + \Delta t)$ correspond à l'ouverture du circuit de coïncidence : c'est le temps de résolution.

Nous admettons ici qu'il n'y a pas de vie moyenne du niveau excité, ou du moins que cette vie moyenne est inférieure à 10^{-9} seconde (dans le cas contraire, il faudrait faire intervenir une vie moyenne τ_r). Si on écrit que $t_n = t_{n1} - t_{n2}$, on obtient les différentes probabilités, en fonction du temps :

$$6) \begin{cases} -\infty < t_n < -\Delta t & P(t_n, \Delta t) = \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \left(e^{-\frac{t_n + \Delta t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t_n - \Delta t}{\tau_1}} \right) \\ -\Delta t < t_n < \Delta t & P(t_n, \Delta t) = 1 - \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} e^{-\frac{t_n - \Delta t}{\tau_1}} - \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} e^{-\frac{t_n + \Delta t}{\tau_2}} \\ \Delta t < t_n < +\infty & P(t_n, \Delta t) = \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} \left(e^{-\frac{t_n + \Delta t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t_n - \Delta t}{\tau_2}} \right) \end{cases}$$

Jusqu'ici nous n'avons tenu compte que des probabilités dans l'apparition du premier photo-électron. Il faut aussi introduire les fluctuations dans le temps de transit du paquet d'électrons dans le photomultiplicateur et les fluctuations dues à l'électronique. Ces dernières semblent négligeables, par rapport aux fluctuations du temps de transit, qui sont pour des photomultiplicateurs du type EMI 6262 travaillant à 1 800 volts, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$ (nous verrons plus loin comment on les évalue).

On admet que ces fluctuations peuvent être représentées par un rectangle de largeur Δt_f . Il serait probablement plus juste de les représenter par une courbe de Gauss que par un rectangle, ce qui s'accorde déjà bien avec l'expérience et permet l'intégration des fonctions de composition-intégration qui serait impossible dans le cas d'une forme de Gauss.

La composition des fluctuations dans les deux voies, c'est-à-dire le produit de composition de deux rectangles, est un triangle de largeur à mi-hauteur égal à Δt_f . Il est donc nécessaire d'effectuer le produit de composition du triangle $T(t_n, \Delta t_f)$ avec les probabilités $P(t_n, \Delta t)$ dans les différents domaines d'intégration, c'est-à-dire calculer les intégrales de la forme de :

$$P(t_n, \Delta t, \Delta t_f) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t_n - t'_n, \Delta t) T(t'_n, \Delta t_f) dt'_n.$$

On obtient dans les différents domaines :

$$(7) \begin{cases} -\Delta t_f \leq t_n \leq 0 & P(t_n, \tau, \Delta t_f) = \frac{\tau}{\Delta t_f} \left(1 + \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) + \frac{\tau^2}{\Delta t_f^2} \left(e^{-\frac{t_n - \Delta t_f}{\tau}} - 1 \right) \\ 0 \leq t_n \leq \Delta t_f & P(t_n, \tau, \Delta t_f) = \frac{\tau}{\Delta t_f} \left(1 - \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) + \frac{\tau^2}{\Delta t_f^2} \left(e^{-\frac{t_n + \Delta t_f}{\tau}} - 2e^{-\frac{t_n}{\tau}} + 1 \right) \\ \Delta t_f \leq t_n \leq \infty & P(t_n, \tau, \Delta t_f) = \frac{4\tau^2}{\Delta t_f^2} \text{sh}^2 \frac{\Delta t_f}{2\tau} e^{-\frac{t_n}{\tau}} \end{cases}$$

où τ est égal à τ_1 ou à τ_2 suivant que l'on compose les fluctuations dans la voie I ou dans la voie II. De plus, lorsqu'on additionnera ces fonctions, on tiendra compte des coefficients de normalisation calculés dans les formules (6).

Il reste à faire la convolution du triangle $T(t_n, \Delta t_f)$ avec le rectangle représentant l'ouverture du circuit. On obtient si on décompose ce triangle en deux fonctions $+1$ de $-\Delta t$ à $+\infty$ et -1 de $+\Delta t$ à $+\infty$, deux fois deux arcs inversés de parabole ayant leurs sommets à $\Delta t + \Delta t_f$ et $-\Delta t - \Delta t_f$ et pour équation :

$$\pm \frac{1}{2\Delta t_f^2} t_n^2 \quad \text{et} \quad \pm 1 - \frac{t_n^2}{2\Delta t_f^2}.$$

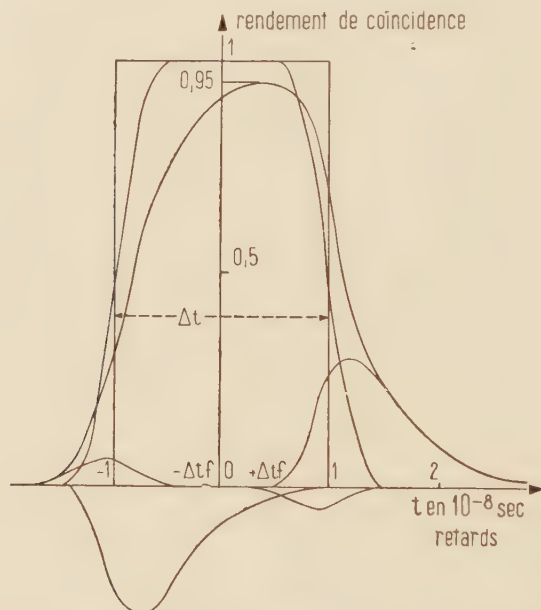


Fig. 31. — Composition des courbes (équations (7) dans le texte) pour des coïncidences α /électrons de 24,5 keV en vue de la détermination du rendement de coïncidence.

On recompose graphiquement ces courbes pour obtenir la courbe de résolution.

Nous devons encore évaluer les grandeurs $\tau_1\tau_2\Delta t_f$ et Δt . Δt est mesuré facilement en utilisant des détecteurs INa (Tl) et des rayonnements énergiques, par exemple les γ d'annihilation des β^+ du Na^{22} . Dans ce cas τ_1 et τ_2 sont négligeables et on mesure Δt et Δt_f . Sur la courbe de

résolution on a obtenu au cours de cette expérience les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned}\Delta t_f &= 5 \cdot 10^{-9} \\ \Delta t &= 10^{-8}.\end{aligned}$$

On a pris d'autre part pour τ_1 et τ_2 les pentes des courbes de résolution, ce qui donne $\tau_1 = 4 \cdot 10^{-9}$ pour le rayonnement de 24 keV et $\tau_2 = 1,5 \cdot 10^{-9}$ pour les α de 6 MeV (voir courbe *a* et courbe *b*, fig. 30).

La composition graphique de ces courbes a été réalisée figure 31. On voit que le rendement au sommet est de l'ordre de 95 p. 100. On perd donc, en se plaçant au sommet de la courbe de résolution 5 p. 100 des coïncidences.

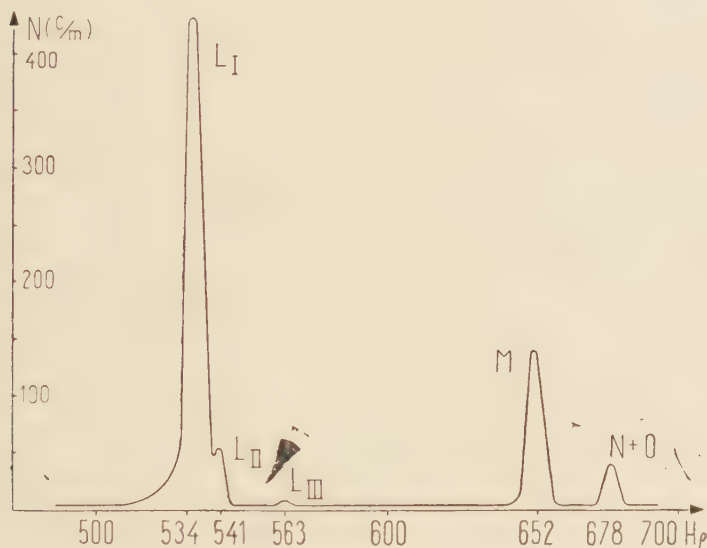


Fig. 32. — Transition Bi 212 $\rightarrow$ Tl 208. Spectre en coïncidence avec les α de 6,08 MeV des électrons de conversions de 40 keV du Tl 208. Le bruit de fond est de l'ordre de 1 coup/minute.

Résultats expérimentaux. — *a) Coïncidences α /électrons de conversion.* — Sur la figure 32 où est portée la courbe expérimentale des coïncidences α /électrons de conversion, on sépare facilement les raies L_1 , L_2 , L_3 , M et N + 0. Par rapport au spectre direct, le spectre en coïncidence est décalé vers les hautes énergies (fig. 33). Ce décalage est dû au fait que le noyau recule sous l'effet de l'émission du rayon α et est encore en mouvement lors de l'émission de l'électron. Comme l'angle entre l'émission α et l'émission de l'électron est à peu près de 145° , la composante de la vitesse des noyaux de recul, suivant la direction

d'émission, est assez importante et augmente l'énergie des électrons. Cet effet a été employé par J. Burde et al. (10) pour mesurer la période du niveau excité du Tl 208 (de l'ordre de 10^{-12} seconde) et M. Foucher et al. ont pu donner la forme théorique des raies de coïncidences ainsi obtenues (24).

Le résultat d'une série d'expériences a donné des nombres d'électrons L_1 différents entre eux de moins de 2 p. 100 ; en appliquant la formule :

$$\alpha_{L_1} = \frac{Ne_{L_1}}{N\Omega - (Ne_K + Ne_{L_1} + Ne_{L_{II}} + \dots)}$$

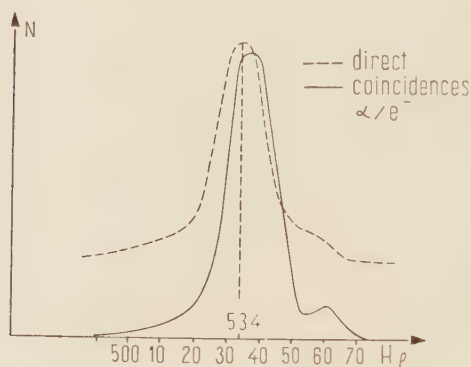


Fig. 33. — Transition Bi 212 $\rightarrow$ Tl 208 décalage de la raie de 24,5 keV vers les hautes énergies provenant de la sélection par coïncidence des électrons émis par des noyaux reculant dans le sens de l'émission.

on obtient :

$$\alpha_{L_1} = 12 \pm 3.$$

La méthode des coïncidences électrons de conversion/ α est, dans ce cas moins précise que la méthode des coïncidences γ/α . En effet, le nombre de γ (petit, puisque le coefficient de conversion est supérieur à 10) est obtenu en faisant la différence de deux nombres élevés : le nombre d'états excités et le nombre total d'électrons émis par les différentes couches. La comparaison de ces deux méthodes conserve néanmoins tout son intérêt en temps que recoupement et comme étude de la méthode e^-/α dans un cas difficile. Nous verrons que pour la transition de 353 keV du Tl 207, la méthode e^-/α est au contraire la seule qui donne une précision suffisante.

b) **Coincidence α/γ** — La mesure en coïncidence α/γ a été effectuée en utilisant comme détecteur α un mince disque de plastique et comme détecteur γ un cristal de INa (TI) de 27 mm d'épaisseur et 34 mm de diamètre (fig. 34).

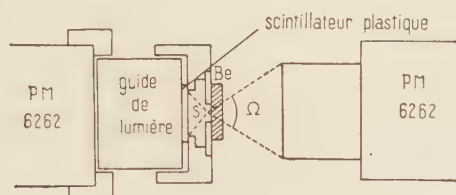


Fig. 34.

La raie γ , ainsi obtenue en coïncidence, est bien détachée et ne se superpose qu'à un très faible bruit de fond (fig. 35). Compte tenu du pic d'échappement (qu'on ne peut distinguer des rayonnements X_L) le coefficient de conversion est donné par :

$$\alpha_{L,1} = \frac{N_{\alpha} \times 0,70 - \frac{N_{\gamma}}{\Omega} \frac{L_1}{L_1 + L_{II} + L_{III} + M + N + \dots}}{\frac{N_{\gamma}}{\Omega}}$$

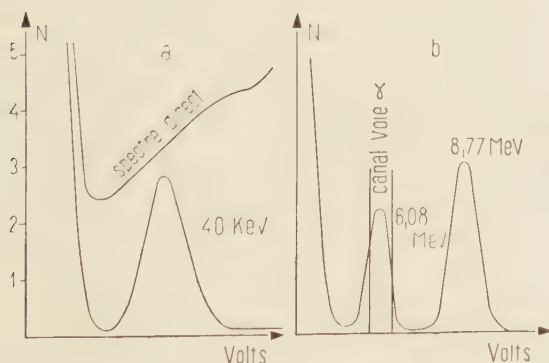


Fig. 35. — Transition Bi 212 $\rightarrow$ Tl 208.

- a) La raie de 40 keV absolument invisible sur le spectre direct, est particulièrement en évidence sur le spectre en coïncidence avec les α de 6,08 MeV.
 b) Spectre α sur détecteur plastique très mince du dépôt actif du thorium.

où :

$N\alpha$ est le nombre d' α comptés ;

0,70 le pourcentage de ces α qui arrive sur le niveau excité ;

Ω l'angle solide du détecteur en pour-cent ;

$N\gamma$ le nombre de coïncidences γ compté, corrigé pour le pic d'échappement et l'absorption dans 4 mm de Be, placés entre la source et le détecteur ;

$$\frac{L_1}{L_1 + L_{II} + L_{III} + \dots}$$

le rapport des électrons émis dans la couche L_1 à tous les électrons émis.

Le résultat de la mesure est :

$$\alpha_{L_1} = 14 \pm 1,5.$$

Le tableau IV rassemble les valeurs calculées des coefficients L_1, L_2, L_3 , d'une part, sans tenir compte des effets de dimension nucléaire (A), d'autre part en en tenant compte (B) (46). Le coefficient dans la couche L_3 et les rapports $L_1/L_2/L_3$ dépendent peu des effets de dimension du noyau (Rose). Si, comme nous venons de le voir, ces rapports sont assez indépendants des effets nucléaires, ils sont par contre très sensibles à la nature du rayonnement.

La comparaison entre le calcul et l'expérience montre que la transition de 40 keV est M_1 pur ; l'excellent accord entre coefficient mesuré et coefficient calculé, sans tenir compte des effets dynamiques à l'intérieur du noyau, montre que ces effets sont ici très faibles.

COEFFICIENTS α_M ET EFFET D'ÉCRAN. — Puisque :

$$\alpha_{M_1} = \frac{M}{1_1} \alpha_{L_1}$$

on obtient pour le coefficient de conversion dans les couches M, une valeur de 2,8.

La valeur de la table de Rose, calculée sans tenir compte ni de l'effet d'écran, ni des dimensions nucléaires (assez faibles probablement dans le cas des couches M) est :

$$\alpha_M (Z = 81 \quad E = 40 \text{ keV}) = 10.$$

On voit que les effets d'écran sont considérables, puisque l'on trouve un facteur 3 entre α_M calculé et α_M mesuré.

INTENSITÉ DE LA RAIE A (L_1 DU 40 keV) DU DÉPÔT ACTIF DU THORIUM. — On a comparé l'intensité de cette raie à l'intensité de la raie F (148,1 keV). On trouve :

$$\frac{\text{Intensité raie A}}{\text{Intensité raie F}} = 0,72$$

TABLEAU IV

 $E_\gamma = 40 \text{ keV}$

Multi-polarité	αL_1		αL_2		αL_3 A	αL_1 expérimental	calculé			expérimental		
	A	B	A	B			L ₁	L ₂	L ₃	L ₁	L ₂	L ₃
E ₁	2,6	(-1)	2,8	(1)	2,05 (-1)		100	71	50	—	—	—
E ₂	2,5	(0)	3,2	(0)	1,1 (2)		100	4 700	3 900	—	—	—
M ₁	2,15	(1)	1,45	(1)	1,85 (0)	1,4 (1)	100	9,3	1,03	100	11	1,7
M ₂	8,4	(2)	7,4	(2)	5,3 (1)		100	7,2	50	—	—	—

A sans tenir compte des dimensions nucléaires.

B en tenant compte des dimensions nucléaires.

TABLEAU V

 $E_\gamma = 353 \text{ keV}$

Multi-polarité	αK		αL		K/L	αK expérimental	αL expérimental
	A	B	A	B			
E ₁	1,7	(-2)	1,6	(-2)		—	—
E ₂	4,8	(-2)	4,4	(-2)	6	2,0 (-1)	3,3 (-2)
M ₁	3,05	(-1)	2,1	(-1)		—	—
M ₂	6,9	(-1)	6,7	(-1)		—	—

(Rose) A sans tenir compte des dimensions nucléaires.

B en tenant compte des dimensions nucléaires.

(—) exposant de 10.

rapport qui, comme l'indiquent K. Siegbahn et T. R. Gerholm (49), est très supérieur au rapport 6/200 indiqué par Surugue (55) (56) et un peu inférieur à celui donné par Flammersfeld (22).

COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS ANTÉRIEURS. — La mesure du coefficient α_L n'a été faite avec précision que par Weal (60) qui, par une méthode α/γ , utilisant un scintillateur INa(Tl) pour les γ et un compteur proportionnel pour les α , trouve :

$$\alpha_L = 15,7 \pm 1,6$$

et en tenant compte de $L_1/L_2/L_3 = 100/11/1,7$ $\alpha_{L1} = 13,9 \pm 1,4$ les mesures plus anciennes les plus sûres étaient celles de Kinsey (31, 32) qui, utilisant les données de Flammersfeld (22) donnait :

$$\alpha_L = 3,6.$$

Dépôt actif de l'actinium. — Etude de la transition de 353 keV du Tl 207 . — 1) PAR LES COÏNCIDENCES α /ÉLECTRONS DE CONVERSION. — Le dépôt actif de l'actinium comprend trois radio-éléments en filiation (fig. 29).

AcB	→	AcC	→	AcC''	→	Pb 207 stable
36 minutes		2,16 min		4,7 sec		
Pb 211		Bi 211		Tl 207		Pb 207
(129-82)		(128-83)		(126-81)		(125-82)

Les sources sont préparées comme les sources de thorium B par dépôt sur une feuille d'aluminium de 1 μ . La période de ce dépôt actif est commandée par celle du Pb 211 (AcB) qui est de 36 minutes, ce qui limite la durée des mesures et exige des circuits parfaitement stables.

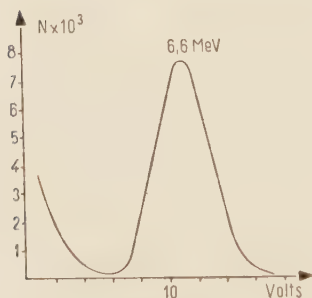


Fig. 36.

A titre d'exemple, dans une expérience type, la voie α compte 35 000 coups/seconde au début de la mesure et seulement 2 000 à la fin.

L'énergie des électrons étant élevée (raie K à 267,5 keV), l'amplificateur distribué devient inutile et le rendement de coïncidence, une fois le circuit convenablement calé, est égal à 1 (fig. 30). On n'a qu'une seule

raie α de 6,6 MeV (fig. 36) que l'on sépare aisément des spectres β et γ du Pb 211 (β de 1,390 et 0,560 MeV et γ de 400 et 800 keV) et du spectre β de 1,440 MeV du Tl 207. Le spectre en coïncidence montre les

raies K, L et M (fig. 37). La raie M, difficilement visible sur le spectre direct, est, en coïncidence, bien séparée du bruit de fond. Nous avons porté sur le tableau V les valeurs mesurées et les coefficients de conversion E_1 , E_2 , M_1 , M_2 calculés d'une part avec (B) et d'autre part sans (A) effet de dimension nucléaire.

On voit que la valeur α_K est égale — à la précision des mesures près —

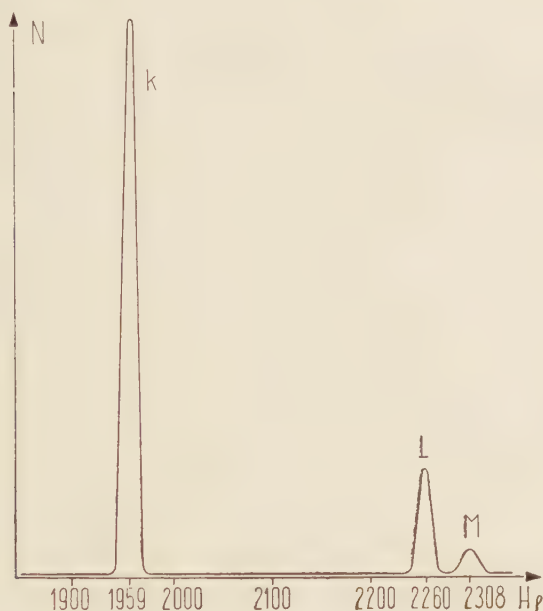


Fig. 37. — Transition Bi 211 $\rightarrow$ Tl 207 spectre des raies de conversion K, L, M, du γ de 353 keV obtenu en coïncidence avec les α . Le comptage au sommet de la raie K est de l'ordre de 300 coups/minute, le bruit de fond est de l'ordre de 1 coup/minute.

à la valeur calculée pour une transition M_1 , avec effet de dimension nucléaire. Il en est de même pour α_L .

$$\begin{array}{ll} \alpha_K \text{ mesurée} = 0,20 \pm 0,01 & \alpha_K \text{ calculée} = 0,21 \\ \alpha_L \text{ mesurée} = 0,033 \pm 0,005 & \alpha_L \text{ calculée} = 0,035. \end{array}$$

Comme pour la transition de 40 keV du Tl 208, nous nous trouvons devant une transition M_1 , dont le nombre de neutrons est magique (126) et le nombre de protons diffère de 1 unité de la couche fermée la plus proche (81).

Le noyau étant très peu déformé, l'effet de la structure nucléaire doit être très faible. Cette supposition se vérifie parfaitement, les mesures étant cohérentes avec les valeurs calculées sans tenir compte de la structure nucléaire.

Comme pour le Tl 208, le coefficient α_M mesuré est trois fois plus petit que le coefficient α_M calculé par Rose (46) sans tenir compte de l'effet d'écran :

$$\alpha_M \text{ mesurée} = 0,0087 \quad \alpha_M \text{ calculée} = 0,026.$$

On peut donc indiquer que pour les transitions M_1 et pour $Z = 81$, les effets d'écran et de dimension nucléaire divisent par 3 les coefficients

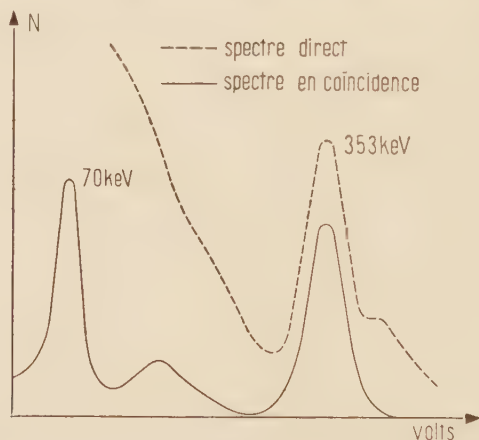


Fig. 38.

calculés par Rose. L'effet de dimension du noyau étant probablement faible dans la couche M, seul l'effet d'écran explique que les valeurs calculées soient trois fois plus grandes que les valeurs expérimentales.

2) PAR LES COINCIDENCES α/γ ET α/X . — On a employé le même dispositif que pour le Tl 208 (fig. 34). Les β sont arrêtés dans un écran de 3 mm de Be. L'énergie des rayons X étant assez élevée (70 keV) on a pu utiliser un circuit lent-rapide qui, avec un retard convenable dans la voie α ($1,2 \cdot 10^{-8}$ seconde), donne un rendement en coïncidence de 1 pour les X et pour le rayonnement de 353 keV. On sépare aisément les X et leur pic d'échappement des Compton du 353 keV (fig. 38 et 39). Si N_X et N_γ sont connus avec une précision de l'ordre de 2 p. 100, il n'en est pas de même du rendement ρ du cristal qui comprend deux parties : le rendement total du cristal ρ_1 et le rapport pic photoélectrique sur spectre total ρ_2 .

On a pris pour ces deux valeurs celles données par Bell (3), mais on

ne les connaît certainement pas à mieux de 10 p. 100 près. Toutes corrections faites, on trouve :

$$\alpha_K = 0,23 \pm 0,06.$$

La précision est tout juste suffisante pour permettre d'affirmer qu'il s'agit bien d'un M_1 , mais insuffisante pour mettre en évidence de façon certaine l'effet des dimensions du noyau sur le coefficient de conversion.

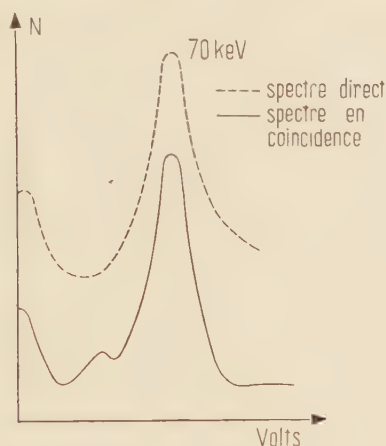


Fig. 39.

Comparaison avec les résultats antérieurs. La meilleure mesure du coefficient α_K du 353 keV du Tl 207 est celle de P. Falk-Vairant, J. Teillac et C. Victor (18) (19) qui, par une méthode de coïncidence α/e^- utilisant des compteurs Geiger, donnaient :

$$\alpha_K = 0,18 \pm 0,03$$

et un rapport K/L de 5,5. La transition était considérée par ces auteurs comme $M_1 + E_2$ et la précision était juste insuffisante pour montrer que cette transition était M_1 pur (à l'époque, les calculs de Sliv n'étaient pas encore faits et ceux de Rose n'étaient pas encore répandus).

Il est regrettable que cet effet des dimensions nucléaires sur les coefficients de conversion ait échappé aux expérimentateurs et que, même depuis les calculs de L. A. Sliv (51) (52) (53) les vérifications soient si longues à venir. Ce retard de l'expérience provient du fait que non seulement la mesure est difficile, mais qu'elle implique, pour une confrontation fructueuse avec la théorie, la connaissance de la nature du rayonnement. Pour une transition γ donnée, on doit donc mesurer

à la fois au moins deux des grandeurs suivantes : le coefficient de conversion dans la couche K ou dans la couche L, le rapport K/L, les rapports $L_1/L_2/L_3$, la corrélation angulaire si elle est possible. Il est rare que l'on puisse mesurer pour une même transition deux de ces valeurs de façon précise. Néanmoins, dans les cas où cela est possible, comme nous l'avons montré dans les expériences sur les transitions M_1 de 40 keV du Tl 208 (α_{L_1} et le rapport $L_1/L_2/L_3$) et de 353 keV du Tl 207 (α_K et K/L), on met très nettement en évidence l'effet des dimensions nucléaires.

D'autres auteurs ont donné des mesures assez précises des coefficients de conversion de transition $\gamma(M_1 \text{ ou } M_1 \pm E_2)$. Les résultats semblent aussi indiquer un effet des dimensions nucléaires sur la valeur des coefficients de conversion (36) (39) (40) (59).

Malgré les complications introduites par les nouvelles corrections, la mesure des coefficients de conversion reste une méthode de choix pour la détermination de la nature des transitions électromagnétiques. Et si cette méthode, en incorporant les effets de dimension nucléaire et les effets dynamiques, a perdu sa belle simplicité d'autrefois, cette complexité est pour nous une voie d'accès qui nous permet de pénétrer plus avant dans la connaissance du noyau.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) R. A. ALLEN et al. — *Proc. Phys. Soc.*, 1955, A **68**, Pt 8, 681.
- (2) P. AVIGNON. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 176.
- (3) P. R. BELL. — *Beta and Gamma ray Spectroscopy*. Amsterdam, 1955.
- (4) D. BES et H. BOSCH. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 294.
- (5) L. C. BIEDENHARM et M. E. ROSE. — *Rev. Mod. Phys.*, 1953, **25**, 729.
- (6) A. BISI et al. — *Nuov. Cim.*, 1957, **6**, 299.
- (7) A. BISI et al. — *Nucl. Phys.*, 1956, **1**, 593.
- (8) S. K. BHATTACHERJEE et al. — *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 44.
- (9) R. BOUCHEZ, P. HUBERT, N. PERRIN et M. SAKAI. — *J. Phys. Radium*, 1953, **14**, 29.
- (10) J. BURDE et S. G. COHEN. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1093.
- (11) E. H. BURHOP. — *The Auger effect*. Cambridge, 1952.
- (12) E. L. CHURCH et J. WENESER. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1382.
- (13) C. M. DAVISSON. — *Beta and Gamma ray Spectroscopy*. Amsterdam, 1955.
- (14) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPÉTIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 1335.
- (15) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPÉTIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **242**, 1180.
- (16) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPÉTIAN. — *J. Phys. Radium*, 1956, **17**, 583.

- (17) L. DICK. — *Thèse Paris*, 1956.
- (18) P. FALK-VAIRANT, J. TEILLAC et C. VICTOR. — *J. Phys. Radium*, 1952, **43**, 313.
- (19) P. FALK-VAIRANT. — *Thèse Paris*, 1954.
- (20) P. J. FARMER. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 659.
- (21) E. FERMI et al. — *Proc. Royal Soc.*, 1935, **149**, 522.
- (22) FLAMMERSFELD. — *Z. Phys.*, 1939, **114**, 227.
- (23) R. FOUCHER, L. DICK, N. PERRIN et H. VARTAPÉTIAN. — *J. Phys. Radium*, 1957, **48**, 54 A.
- (24) R. FOUCHER et H. VARTAPÉTIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1958, **246**, 1031.
- (25) H. FRAUENFELDER. — *Beta and Gamma ray Spectroscopy*. Amsterdam, 1955.
- (26) N. GOLDBERG. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1957, **2**, 231.
- (27) L. GRODZIN. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 163.
- (28) L. GRODZIN et H. MOTZ. — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 761.
- (29) C. W. JOHNSTONE. — *Nucleonics*, 1953, **11**, 36.
- (30) H. KENDALL et L. GRODZIN. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 164.
- (31) B. B. KINSEY. — *Phys. Rev.*, **72**, 526.
- (32) B. B. KINSEY. — *Canad. J. Res.*, 1948, A **26**, 426.
- (33) D. B. KOCHENDORFER et D. J. FARMER. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 10 juillet 1954.
- (34) L. MARQUES. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 67.
- (35) F. K. MCGOWAN. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 163.
- (36) F. K. MCGOWAN et P. H. STELSON. — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1133.
- (37) O. MINAKAWA. — *Sci. Pop. Inst. Phys. Chem. Res.*, 1944, **42**, 1168.
- (38) O. NATHAN et M. A. WAGGONER. — *Nucl. Phys.*, 1956-1957, **2**, 548.
- (39) K. O. NIELSEN, O. B. NIELSEN et M. A. WAGGONER. — *Nucl. Phys.*, 1956, **2**, 476.
- (40) C. NORDLING et al. — *Nucl. Phys.*, 1956, **4**, 326.
- (41) S. OER. — *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 477.
- (42) N. PERRIN. — *J. Phys. Radium*, 1953, **14**, 273.
- (43) N. PERRIN, L. DICK, R. FOUCHER et H. VARTAPÉTIAN. — *J. Phys. Radium*, 1956, **47**, 539.
- (44) R. F. POST et L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1113.
- (45) M. E. ROSE. — *Beta and Gamma ray Spectroscopy*. K. Siegbahn, Amsterdam, 1955.
- (46) M. E. ROSE. — *Int. Conv. Conf. North Holland*, 1958.
- (47) A. W. SCHARDT. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1956, **1**.
- (48) R. SHERR et R. H. MILLER. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1076.
- (49) K. SIEGBAHN et T. R. GERHOLM. — *Beta and Gamma ray Spectroscopy*. Amsterdam, 1955.
- (50) R. E. SLATTERY, D. C. LU et M. K. WIEDENBECK. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 465.
- (51) L. A. SLIV. — *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, 1951, **21**, 770.
- (52) L. A. SLIV. — *Table de Coefficients de Conversion*.
- (53) L. A. SLIV et M. A. LISTENGARTEN. — *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, 1952, **22**, 29.
- (54) A. W. SUNYAR. — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 653.
- (55) J. SURUGUE. — *An. Phys.*, 1937, **8**, 484.
- (56) J. SURUGUE. — *J. Phys. Radium*, 1938, **9**, 438.

- (57) G. M. TEMMER et N. P. HEYDENBEERGER. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 968.
(58) H. VARTAPÉTIAN. — *Thèse Paris*, 1957.
(59) A. H. WAPSTRA et G. J. NUGH. — *Nucl. Phys.*, 1956, **1**, 245.
(60) J. W. WEAL. — *Proc. Phys. Soc.*, 1955, **68**, n° 1, 35.
(61) YASUKAZU YOSHIZAWA. — *Nucl. Phys.*, 1958, **5**, 122.

Enfin, tant du point de vue référence que du point de vue schéma de niveau, nous avons constamment utilisé l'excellente table de B. S. DZHELEPOV et L. K. PETER, *Acad. Nauk U.S.S.R. Sremi raspoda radioaktionir isotopov*, Moscou, 1957

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Gérant : G. MASSON.

DÉPÔT LÉGAL : 1960, 1^{er} TRIMESTRE, N° D'ORDRE 3380, MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A. (31.0566), LAVAL, N° 4035. — 2-1960.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Détermination de l'âge des roches
par les méthodes radioactives.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 29 mai 1958

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

